

KfK 3511 B

April 1983

**Messung der orts- und  
winkelabhängigen Spektren  
schneller Neutronen und  
geladener Sekundärteilchen  
aus Spallationsreaktionen  
von 590 MeV Protonen  
in dicken Urantargets**

F. Raupp  
Institut für Kernphysik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 3511B

Messung der orts- und winkelabhängigen Spektren  
schneller Neutronen und geladener Sekundärteilchen  
aus Spallationsreaktionen von 590 MeV Protonen in  
dicken Urantargets <sup>+</sup>)

F. Raupp

<sup>+</sup>) von der Fakultät für Physik der Universität  
Karlsruhe genehmigte Diplomarbeit

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
ISSN 0303-4003

# MESSUNG DER ORTS- UND WINKELABHÄNGIGEN SPEKTREN SCHNELLER NEUTRONEN UND GELADENER SEKUNDÄRTEILCHEN AUS SPALLATIONSREAKTIONEN VON 590 MEV PROTONEN IN DICKEN URANTARGETS

## Zusammenfassung

Am Beschleuniger des SIN wurden Flugzeitmessungen durchgeführt, bei denen die Ausbeuten an Neutronen und geladenen Sekundärteilchen aus dem Beschuß eines dicken Urantargets (10x10x40 cm) mit 590 MeV Protonen vom SIN-Zyklotron bestimmt wurden. Als Detektor wurde ein NE213 Flüssigkeitsszintillator verwendet. Es wurde bei Winkeln von  $30^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $150^\circ$  relativ zur Richtung des Protonenstrahls gemessen. Dabei wurden differentielle Spektren für den Neutronenfluß bei verschiedenen Eindringtiefen der Protonen des Beschleunigerstrahls in das Target bestimmt. Neben der Messung der Neutronenflüsse erlaubte die verwendete Flugzeitmethode auch die Bestimmung der Ausbeuten an vom Target emittierten geladenen Teilchen. Im einzelnen konnten differentielle Spektren für sekundäre Protonen, Deuteronen und Pionen wie bei den Neutronenmessungen für 6 Eindringtiefen der Strahlprotonen in das Target und 3 Winkel ( $30^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $150^\circ$ ) ermittelt werden.

MEASUREMENT OF THE SPACE- AND ANGLE-DEPENDENT SPECTRA OF FAST  
NEUTRONS AND SECONDARY CHARGED PARTICLES FROM SPALLATION-  
REACTIONS OF 590 MEV PROTONS IN THICK URANIUM TARGETS

Abstract

At SIN time-of-flight measurements have been performed to determine the yields of neutrons and charged particles emitted from a 10 cm x 10 cm x 40 cm long uranium target bombarded with 590 MeV protons from the SIN cyclotron. Measurements were made at angles of  $30^\circ$ ,  $90^\circ$  and  $150^\circ$  relative to the incident proton beam for different penetration depths of protons into the target. The detector was a NE213 liquid scintillator. Beside the measurement of the yields of leakage neutrons the used time-of-flight method permitted also to determine the yields of emitted charged particles. Differential spectra of secondary protons, deuterons and pions have also been measured and analysed at 6 penetration depths of the proton beam into the target and at 3 angles ( $30^\circ$ ,  $90^\circ$  and  $150^\circ$ ).

## INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. EINLEITUNG	1
2. THEORETISCHE EINFÜHRUNG	4
2.1 Die Spallationsreaktion	4
2.1.1 Die intranukleare Kaskade	6
2.1.2 Verdampfung	8
2.2 Pionenproduktion	10
2.3 Hochenergie-Spaltung	11
2.4 Hadronenkaskaden in dicken Targets	12
2.5 Energiedeposition im Target	13
2.6 Computercodes zur Berechnung von Hadronenkaskaden	13
3. AUFBAU UND DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTS	15
3.1 Das Target	15
3.2 Detektoren	17
3.3 Strahlmonitor	18
3.4 Elektronik	19
4. ANALYSE DER DATEN	23
4.1 Analyse der Neutronenspektren	23
4.1.1 Diskriminierung der Gammaereig- nisse	23
4.1.2 Subtraktion des Untergrunds	24
4.1.3 Flugzeit und Flugzeitintervalle	25
4.1.4 Entfaltung der Neutronenspektren	27
4.1.5 Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronen im Detektor	28
4.1.6 Normierung der Daten	30
4.2 Analyse der Spektren geladener Teilchen	32
4.2.1 Beziehung zwischen Energieabgabe und Flugzeit	33
4.2.2 Analyse und Normierung der Spektren	35

	Seite
5. ERGEBNISSE	37
5.1 Differentielle Neutronenspektren	37
5.2 Integrierte Neutronenausbeuten	38
5.3 Totale Neutronenausbeute pro einfallendem Proton	41
5.4 Spektren geladener Sekundärteilchen	44
5.5 Diskussion der Fehler	48
5.6 Zusammenfassung	52
ANHANG	54
LITERATURVERZEICHNIS	58
TABELLENANHANG	62
ABBILDUNGEN	80

## 1. EINLEITUNG

Ausgelöst durch das zunehmende Interesse an intensiven Neutronenquellen für Forschungszwecke, vor allem auf dem Gebiet der Material- und Festkörperforschung, wurden in letzter Zeit Spallationsneutronenquellen in zunehmendem Maße Gegenstand intensiver Forschung in verschiedenen Ländern. Vor kurzem wurde das Konzept zu einer deutschen Spallationsneutronenquelle erarbeitet, die mittels eines Linearbeschleunigers, der einen mittleren Protonenstrahl von 5.0 mA mit einer Endenergie der Protonen von 1.1 GeV liefert, eine Neutronenintensität von  $7 \times 10^{14}$  n/cm<sup>2</sup>s erzeugen soll. Als Targetmaterial für diese Quelle ist Blei vorgesehen. Als Option ist jedoch die spätere Verwendung von Urantargets geplant, womit die Quellstärke noch um den Faktor zwei erhöht werden kann (1).

Spallationsreaktionen sind im Prinzip schon seit mehr als dreißig Jahren bekannt. Trotzdem erlaubt der heutige Kenntnisstand des Spallationsprozesses im einzelnen keine gesicherten Vorhersagen. Die aus bisher durchgeführten Experimenten gewonnenen Kenntnisse basieren vor allem auf drei Typen von Untersuchungen:

1) Die totalen Ausbeuten an Neutronen, die beim Beschuß verschiedener Targets mit hochenergetischen Protonen entstehen, wurden von Fraser et al. untersucht, wobei Protonenenergien zwischen 500 und 1500 MeV benutzt wurden. Die emittierten Neutronen wurden dabei in einem das Target umgebenden H<sub>2</sub>O-Tank moderiert und der thermische Fluß unter Verwendung von Goldfolien gemessen (2), (3).

2) Neutronenspektren, integriert über die gesamte Targetlänge, wurden von Veeseer et al. für die Emissionswinkel von 50° und 130° am Zyklotron des Lawrence

Berkeley Laboratory (LBL) bestimmt. Mit zwei Proportionalzählern und einem Flüssigkeitsszintillator konnten die emittierten Neutronen in einem Energiebereich von 0,1 bis 10 MeV gemessen werden. Messungen der Neutronen, die mit Energien zwischen 20 und 500 MeV emittiert werden, wurden von Madey und Waterman mit dem gleichen Versuchsaufbau durchgeführt. Diese Messungen beschränken sich auf Untersuchungen an Urantargets und liefern nur ein über die gesamte Targetlänge von 30 cm gemittelttes Neutronenspektrum (4), (5), (6).

3) Neutronenausbeuten von dünnen Targets wurden 1979 von Howe und Mitarbeitern unter Verwendung der 800 MeV Protonen vom Linearbeschleuniger des Los Alamos Scientific Laboratory (LASL) gemessen (7). Die Messungen der differentiellen Neutronenproduktionsquerschnitte für die Winkel von  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  und  $150^\circ$  für Kerne zwischen Be und U sind bisher noch unveröffentlicht.

Auf theoretischem Gebiet wurden in den letzten zwei Jahrzehnten mehrere Modelle für den Spallationsprozeß entwickelt (8) - (11), die als Grundlage für umfangreiche Rechenprogramme dienten, die zu Vorhersagen über Neutronenausbeuten und Spektren für bestimmte Targetkonfigurationen verwendet werden. Die Genauigkeit solcher Vorhersagen ist zum Teil jedoch nicht ausreichend bekannt. Rechnungen mit dem heute am meisten verwendeten HETC-Code, (12) geben zwar die totalen Neutronenausbeuten gut wieder, doch wird im Vergleich zu gemessenen Energiespektren vor allem der Anteil schneller Neutronen oberhalb 20 MeV bis zu einer Größenordnung zu niedrig berechnet.

Diese Beschreibung zeigt, daß die derzeitigen Kenntnisse für eine realistische Abschätzung der Spezifikationen einer Spallationsneutronenquelle nicht ausreichend sind.

Insbesondere fehlt eine genaue Kenntnis der orts- und winkelabhängigen Spektren schneller Neutronen, welche die Oberfläche eines Targets verlassen. Diese bestimmen alle weiteren Prozesse im Moderator und Reflektor einer vollständigen Targetanordnung einer Spallationsneutronenquelle. Für die Aufheizung des Targets ist auch eine genaue Kenntnis der beim Spallationsprozeß erzeugten geladenen Teilchen von Bedeutung, deren Emissionsspektren bisher kaum untersucht wurden.

Im Rahmen der Projektstudie für eine deutsche Spallationsneutronenquelle wurden deshalb Messungen dieser Art von einer Arbeitsgruppe des Instituts für Kernphysik des Kernforschungszentrums Karlsruhe am Zyklotron des Schweizer Instituts für Nuklearforschung (SIN) und am Synchrotron des Laboratoire National Saturne (LNS) aufgenommen (13) - (15). Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Forschungsprogramms dieser Arbeitsgruppe.

Besonderes Ziel dieser Arbeit war es, orts- und winkelabhängige Spektren schneller Neutronen und geladener Teilchen zu messen, die beim Beschuß eines 40 cm langen Targets aus abgereichertem Uran mit 590 MeV Protonen vom SIN-Ringzyklotron emittiert werden. Die Messungen wurden für mehrere Eindringtiefen des Primärprotonenstrahls in das Target unter drei Emissionswinkeln ( $30^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $150^\circ$ ) durchgeführt. Die bei der Messung verwendete Flugzeitmethode erlaubte erstmals auch, alle beim Spallationsprozeß entstehenden und emittierten geladenen Teilchen (Protonen, Deuteronen, Tritonen,  $\alpha$ -Teilchen und Pionen) zu erfassen.

## 2. THEORETISCHE EINFÜHRUNG

Beim Beschuß von Materie mit hochenergetischen geladenen Teilchen findet eine Reihe komplexer nuklearer und atomarer Wechselwirkungen statt. Die wichtigsten atomaren Wechselwirkungen sind Energieverluste durch Ionisation und Anregungseffekte. Von geringerer Bedeutung ist die Coulomb-Streuung, die im wesentlichen zu einer Aufweitung des Teilchenstrahls im Target führt.

Im Bereich der nuklearen Reaktionen ist zunächst die elastische Streuung der hochenergetischen Teilchen an den Materiekernen zu nennen, die aber durch kleine Energieverluste und kleine Streuwinkel gekennzeichnet ist und daher wenig zur Gesamtwechselwirkung beiträgt. Die wichtigsten Reaktionen stellen die inelastischen Wechselwirkungen von hochenergetischen Teilchen mit Materiekernen dar. Diese Wechselwirkungen, bei denen eine Vielzahl von sekundären Teilchen erzeugt wird, bezeichnet man als Spallationsreaktionen.

### 2.1 Die Spallationsreaktion

Zwischen der Spallationsreaktion und niederenergetischen Kernreaktionen gibt es keine eindeutige Trennungslinie. Allgemein spricht man bei Reaktionen, die hochenergetische Teilchen mit Energien oberhalb etwa 100 MeV auslösen, von Spallationsreaktionen.

Die Voraussetzung für das Auftreten von Spallationsreaktionen, das Vorhandensein von hochenergetischen Teilchen und Materie, mit der sie wechselwirken können, ist nur in zwei physikalischen Situationen erfüllt: Bei der kosmischen Ultrastrahlung und bei den von Beschleunigern erzeugten Teilchenstrahlen. Schon seit einigen Jahrzehnten ist die Spallationsreaktion durch ihre Rolle bekannt, die

sie bei der Bestimmung der Häufigkeitsverteilung von Kernen in der kosmischen Höhenstrahlung spielt. Beim Zusammenstoß der kosmischen Ultrastrahlung, die hauptsächlich aus hochenergetischen Protonen und Alphateilchen, aber auch einigen komplexeren Kernen besteht, mit interstellarer Materie finden Spallationsreaktionen statt. Die Produkte dieser Wechselwirkung können in der auf der Erde auftreffenden Höhenstrahlung nachgewiesen werden (16). Im Labor konnte E.O. Lawrence 1947 erstmals sekundäre Neutronen aus Spallationsreaktionen beim Beschuß eines Uran-Targets mit 90 MeV Neutronen beobachten (17).

Zur Beschreibung des Spallationsprozesses wurde ein theoretisches Modell entwickelt - das "Intranukleare - Kaskaden - Verdampfungsmodell" - das in den letzten 20 Jahren erfolgreich zur Lösung von Problemen der Wechselwirkung hochenergetischer Teilchen mit Materie angewendet wurde (18). Dieses Modell, das zuerst von Serber vorgeschlagen wurde (20), geht davon aus, daß man die Spallationsreaktion in zwei Stufen zerlegen kann. In der ersten Phase findet eine Wechselwirkung des einfallenden Teilchens mit einzelnen Nukleonen des Kerns statt. Dies ist möglich, da bei hohen Energien ( $> 50$  MeV) die de Broglie-Wellenlänge des Projektils klein ist im Verhältnis zum durchschnittlichen Abstand der Nukleonen im Kern ( $\sim 10^{-15}$  m). Dadurch ist in der ersten Stufe des Modells eine Beschreibung mittels Teilchen-Teilchen Wechselwirkungen möglich. Im Kern entsteht eine Teilchen-Kaskade, die "intranukleare Kaskade". Während der Kaskade verläßt ein Teil der an der Kaskade beteiligten Nukleonen den Kern.

Die während der Kaskade auf die im Kern verbleibenden Nukleonen übertragene Anregungsenergie wird nach Beendigung der Kaskade gleichmäßig über alle Nukleonen des Kerns verteilt. Der hoch angeregte Kern gibt seine Anregungsenergie durch die Emission von Nukleonen wieder ab.

Der Übergang in den Grundzustand kann durch die Anwendung der statistischen Verdampfungstheorie beschrieben werden, wie dies zuerst Weisskopf versuchte (21).

Ausführliche Rechnungen mit dem intranuklearen Kaskaden-Verdampfungsmodell werden seit einer Reihe von Jahren mittels Monte Carlo Simulationsprogrammen auf Computern durchgeführt. Vor allem drei Gruppen sind hier zu nennen, die wesentlich zur Entwicklung des Modells beigetragen haben: Barashenkov et al. in Dubna, UDSSR (10), Bertini et al. am Oak Ridge National Laboratory (8) und Chen et al. am Brookhaven National Laboratory und der Columbia University (9). Die nachfolgende etwas detailliertere Beschreibung der beiden Stufen der Spallationsreaktion basiert hauptsächlich auf dem von Bertini entwickelten und angewendeten Modell.

#### 2.1.1 Die intranukleare Kaskade

Wie bereits dargelegt, kann die erste Stufe des Spallationsprozesses beschrieben werden, indem man annimmt, daß das einfallende Teilchen mit einzelnen Nukleonen im Kern wechselwirkt - nahezu wie bei einer Wechselwirkung zweier freier Teilchen. Es muß aber berücksichtigt werden, daß nicht jeder Impulsübertrag möglich ist. Für das getroffene Nukleon sind nach dem Pauli-Prinzip nur solche Impulsüberträge möglich, die zu noch nicht besetzten Zuständen führen.

Die Nukleonendichte im Kern wird bei Bertini durch drei Zonen konstanter Dichte, einer inneren Kugel und zwei diese umgebende Kugelschalen angenähert. Die drei Dichtezonen sind der kontinuierlichen Ladungsdichteverteilungsfunktion von Hofstadter (22) angepaßt. Abweichend von Bertini benutzt Barashenkov in seinem Modell 8 Kugelschalen konstanter Nukleonendichte und berücksichtigt auch Brechungs- und Reflexionseffekte an den Potentialgrenzen, während in Bertinis Modell solche Effekte vernachlässigt werden.

Die Impulsverteilung der Nukleonen im Kern wird analog der eines entarteten Fermigases angenommen, wobei die Fermi-Energie von der Dichteverteilung abhängt. Die Tiefe des Kernpotentials in jeder Zone ergibt sich aus der Fermi-Energie und der Bindungsenergie des am losesten gebundenen Nukleons, die konstant mit 7 MeV sowohl für Neutronen als auch Protonen angenommen wird.

Die Wechselwirkung eines Nukleons im Kern mit dem einfallenden Teilchen, d.h. die Art der Kollision (elastisch oder inelastisch), Impulsübertrag auf das getroffene Nukleon, Streuwinkel usw., wird bestimmt durch die Wirkungsquerschnitte der Streuung der entsprechenden freien Teilchen (p-p, p-n,  $\pi$ -p, usw.), die aus experimentellen Untersuchungen zum Teil bekannt sind.

Die Produkte einer derartigen Kollision können wieder Stöße mit den Nukleonen des Kerns ausführen und so eine Teilchenkaskade im Kern auslösen. Hat ein Kaskadenteilchen eine kinetische Energie kleiner als eine bestimmte Minimalenergie, so wird angenommen, daß es keine weiteren Kaskadenstöße mehr ausführen kann. Diese Minimalenergie ist ungefähr die Energiedifferenz zwischen der Fermi-Energie und der Energie, die ein Nukleon benötigt, um den Kern zu verlassen. Die Kaskade ist beendet, wenn die an der Kaskade beteiligten Teilchen entweder den Kern verlassen haben oder die kinetische Energie unter die Minimalenergie abgesunken ist.

Nach Abschluß der Kaskade wird angenommen, daß die Energie, die die Kaskadenteilchen, die den Kern nicht verlassen haben, gewonnen haben, gleichmäßig auf alle Nukleonen des Kerns verteilt wird, der in hochangeregtem

Zustand zurückbleibt. Die intranukleare Kaskade verläuft in einem Zeitintervall, das in der Größenordnung der Zeit liegt, die ein hochenergetisches Teilchen zum Durchqueren eines Kerns benötigt ( $10^{-22}$  sec). Die Abgabe der Energie des angeregten Zwischenkerns nach der Kaskade dauert im Vergleich hierzu sehr viel länger (etwa  $10^{-18}$  -  $10^{-17}$  sec).

### 2.1.2 Verdampfung

Der Übergang des hoch angeregten Kerns, der nach der intranuklearen Kaskade zurückbleibt, in den Grundzustand und die damit verbundene Teilchenemission kann mit der statistischen Theorie der Verdampfung beschrieben werden, die ursprünglich von Weisskopf entwickelt wurde (21). Zuvor hatte bereits Bohr das Problem der Wechselwirkung zwischen einem Teilchen oder einem Lichtquant und einem komplexen Kern bei niederen Energien durch die Bildung eines Compound-Zustandes beschrieben (23).

Die Anwendung statistischer Methoden für nukleare Prozesse, bei denen ein schwerer Kern hoch angeregt wird, ist möglich, da hier die individuellen Eigenschaften der separaten Kernquantenzustände ohne Belang sind wegen der extrem kleinen Differenzen zwischen den Energieniveaus des angeregten Kerns. Deshalb können statistische Informationen über das Verhalten dieser Kerne erhalten werden, indem man über viele Quantenzustände mit ungefähr der gleichen Energie mittelt.

Zwei Annahmen werden bei dem Verdampfungsmodell vorausgesetzt: 1) Vollständiges Energiegleichgewicht vor der Emission des ersten Teilchens; 2) Wiederherstellung des Energiegleichgewichts zwischen aufeinanderfolgenden Abdampfungen.

Für die Wahrscheinlichkeit der Emission eines Teilchens mit einer kinetischen Energie zwischen  $E$  und  $E + dE$

gab Weisskopf den Ausdruck an

$$P(E) \cdot dE = \sigma(E_f, E) \cdot \frac{g \cdot m \cdot E}{\pi^2 \hbar^3} \cdot \frac{W(E_f)}{W(E_i)} \cdot dE$$

wobei  $W(E)$  die Niveaudichte des Kerns bei der Anregungsenergie  $E$  ist.  $E_i$  bzw.  $E_f$  sind die Anregungsenergien des Kerns vor bzw. nach der Teilchenemission.  $g$  ist die Zahl der Spinzustände des betrachteten Teilchens und  $m$  seine Masse;  $\hbar$  ist die Plancksche Konstante dividiert durch  $2\pi$ .

$\sigma(E_f, E)$  ist der Wirkungsquerschnitt für den inelastischen Stoß eines Teilchens der Energie  $E$  mit einem Kern, der danach eine Anregungsenergie  $E_f$  besitzt.

Ausgehend von dieser Formel ist es möglich, die relative Wahrscheinlichkeit der Emission verschiedener Teilchenarten von einem bestimmten Kern bei der jeweiligen Anregungsenergie zu berechnen, wenn man ein explizites Kernmodell benutzt. Unter Annahme des Modells eines vollständig entarteten Fermigases beschreibt der Ausdruck

$$W(U) = C \cdot \exp(2(a \cdot U)^{1/2})$$

die Niveaudichte eines Kerns mit einer Anregungsenergie  $U$ . ( $C$  ist eine Funktion von  $U$ ; der Niveaudichteparameter  $a$  ist proportional zu der Atommassenzahl  $A$ ). Damit ergibt sich für Neutronen das Spektrum:

$$P(E) \cdot dE = \frac{g \cdot m}{\pi^2 \hbar^3} \cdot \sigma \cdot E \cdot \exp[2 \{ (a_i \cdot U)^{1/2} - (a_f \cdot (U - Q - E))^{1/2} \}] \cdot dE$$

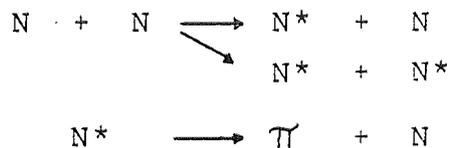
wobei die Indizes  $i$  und  $f$  den ursprünglichen bzw. den nach der Teilchenemission verbleibenden Kern bezeichnen.  $Q$  ist die Bindungsenergie eines Neutrons an den Restkern. Dieser Ausdruck representiert eine Maxwellverteilung für die emittierten Teilchen. Für die Emission von geladenen

Teilchen (Protonen, Deuteronen, Tritonen,  $\text{He}^3$  und  $\alpha$  - Teilchen) muß noch die Coulomb-Barriere berücksichtigt werden, die die Teilchen beim Verlassen des Kerns zu überwinden haben. (21), (25)

Die Winkelverteilung der emittierten Teilchen ist isotrop im Schwerpunktsystem. Sinkt die Anregungsenergie des nach der Teilchenemission verbleibenden Restkerns unter eine bestimmte Energie, ist keine weitere Emission von Partikeln mehr möglich. Der Restkern geht durch Emission von  $\gamma$  - Quanten in den Grundzustand über.

## 2.2 Pionenproduktion

Bei Energien des einfallenden Teilchens, die höher sind als  $\sim 400$  MeV (im Laborsystem), wird der totale Wirkungsquerschnitt der Nukleon-Nukleon Streuung nicht mehr ausschließlich durch elastische Streuung bestimmt, sondern eine inelastische Komponente, hervorgerufen durch Pionenproduktion, wird mit zunehmender Energie für die Streuung bedeutend. Eine umfassende und gute Beschreibung der Pionenproduktion gibt das Isobaren-Modell von Lindenberg und Sternheimer (24). In diesem Modell wird angenommen, daß beim Stoß kinetische Energie zur inneren Anregung eines oder beider Nukleonen, d.h. zur Bildung eines Isobars, benutzt wird. Die Pionen entstehen beim Zerfall des Isobars:



Auf diese Weise ist einfache und doppelte Pionenproduktion bei Nukleon-Nukleon Stößen möglich. Das Isobaren-Modell nimmt als dominierenden Isobarenzustand den Zustand mit Isospin  $T = 3/2$  und Drehimpuls  $J = 3/2$  an, d.h. daß die Pionenproduktion ausschließlich über diesen An-

regungszustand der Nukleonen abläuft.

Bei inelastischen Pion-Nukleon-Reaktionen wird nur einfache Pionenproduktion angenommen. Das Modell ist durch die Beschränkung auf einfache bzw. doppelte Pionenerzeugung auf eine obere Energiegrenze von 3 GeV limitiert, da oberhalb dieser Energie Pionenproduktion höherer Ordnung berücksichtigt werden müßte.

### 2.3 Hochenergie-Spaltung

Besteht das Targetmaterial beim Beschuß mit hochenergetischen Teilchen aus schweren Elementen, spielt die Spaltung der Kerne eine wichtige Rolle. So beträgt zum Beispiel das Verhältnis des Wirkungsquerschnitts für Spaltung  $\sigma_f$  zum totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_T$  beim Beschuß mit Protonen oder Neutronen mit Energien oberhalb einiger 100 MeV ungefähr 0.8 für Uran, während  $\sigma_f/\sigma_T$  für Blei nur etwa 0.05 beträgt (19).

Die Spaltung tritt nur während der Verdampfungsphase ein. Bei schweren Elementen ist der Evaporationsprozeß also durch eine Konkurrenz zwischen Spaltung und Emission von Teilchen gekennzeichnet. Das Verhältnis Spaltungsspaltung  $\Gamma_n/\Gamma_f$  ist für schwere Elemente nur wenig energieabhängig. So haben Hahn und Bertini (26) bei Rechnungen mit einem empirisch gefundenen energieunabhängigen Ausdruck für  $\Gamma_n/\Gamma_f$  gute Übereinstimmung mit experimentellen Werten erhalten.

Die Massenverteilung der Spaltfragmente hat bei Hochenergiespaltung die größte Erzeugungsrate ungefähr bei einer Massenzahl  $A_T/2$  ( $A_T$ : Massenzahl der Targetkerne). Beim Übergang von Blei- zu Urantargets wurden von Bartholmew et al. (3) um den Faktor 2 höhere Gesamtneutronenausbeuten gemessen. Dieser überproportionale Anstieg der Gesamtausbeuten wird von Bartholmew et al. als Beitrag der von Protonen und sekundären Neutronen induzierten Hochenergiespaltung im Urantarget interpretiert.

## 2.4 Hadronenkaskaden in dicken Targets

Bei dicken Targets, d.h. bei Targets, deren Dicke vergleichbar mit der mittleren freien Weglänge der Hadronen für inelastische Kernwechselwirkungen oder größer als diese ist, bildet sich beim Beschuß mit hochenergetischen Teilchen eine Hadronenkaskade (auch internukleare Kaskade genannt) aus, dadurch daß die bei der ersten Reaktion der Primärteilchen erzeugten Teilchen weitere Stöße mit dem Targetmaterial ausführen und so für die weitere Produktion von Sekundärteilchen sorgen (27). Das Hauptcharakteristikum von hochenergetischen Hadronenkaskaden in dicken Targets besteht in einem anfänglichen Anwachsen der Teilchenproduktion mit der Eindringtiefe in das Target. Mit abnehmender Energie der Kaskadenteilchen ist danach ein nahezu exponentielles Absinken der Teilchenproduktion zu beobachten.

Für den in der vorliegenden Arbeit betrachteten Energiebereich der Primärteilchen (um 600 MeV) sind für die Entstehung und Aufrechterhaltung der Kaskade hauptsächlich Nukleonen verantwortlich (im Gegensatz zu Energien  $> 10$  GeV, wo die Pionenproduktion bedeutend wird).

Für das Weitertragen der Kaskade im Target sind vor allem Neutronen wesentlich, da Protonen durch Ionisation Energie verlieren und dadurch eine kleinere mittlere freie Weglänge aufweisen.

Auf die Ausbreitung der Kaskaden haben geladene Pionen wenig Einfluß, da sie ein relativ weiches Produktionsspektrum haben und Energie durch Ionisation verlieren. Ihre Lebensdauer ist jedoch genügend lang (mittlere Lebensdauer  $\tau_0 \sim 10^{-8}$  s), um nukleare Stöße auszuführen. Beim Zerfall der geladenen Pionen entstehen Myonen, die als Leptonen im Vergleich zu den stark wechselwirkenden Hadronen nur einen vernachlässigbar kleinen Wirkungsquerschnitt für Reaktionen mit Kernen besitzen und deshalb ohne weiteren Beitrag zur Kaskade das Target verlassen. Neutrale Pionen

haben eine extrem kurze Lebensdauer ( $\tau_0 \sim 10^{-16}$  s) und zerfallen unmittelbar nach der Produktion in 2  $\gamma$ 's und lösen dadurch eine elektromagnetische Kaskade aus.

## 2.5 Energiedeposition im Target

Nur ein Teil der Energie der im Targetmaterial gestoppten Primärteilchen wird von den in der Spallationsreaktion erzeugten Sekundärteilchen aus dem Target weggetragen. Ein großer Teil der kinetischen Energie der einfallenden Teilchen bleibt als Wärmeenergie im Target und führt zu einer Aufheizung des Targetmaterials.

Zubeachten ist, daß bei Targetmaterialien, bei denen Spaltung auftritt, die Aufheizung im Target wesentlich größer ist als bei Materialien, bei denen die Spaltung keine große Rolle spielt, wegen der Energiedeposition durch die Spaltfragmente, die  $\sim 180$  MeV pro Spaltung beträgt. Für abgereichertes Uran ist im Energiebereich von 500 - 1500 MeV die Energiedeposition um einen Faktor von 2 - 4 höher als bei Blei, wie Rechnungen zeigen (28).

## 2.6 Computercodes zur Berechnung von Hadronenkaskaden

Im Augenblick existieren zwei Computercodes, die das intranukleare Kaskaden-Verdampfungsmodell zur Bestimmung der Produkte aus Spallationsreaktionen benutzen: Der HETC-Code (High Energy Nucleon-Meson Transport Code), der in den USA entwickelt wurde (29), (30) und der Code von Barashenkov et al (31). Die Fähigkeiten der beiden Codes sind in etwa gleich.

Bei den genannten Codes wird mit Monte Carlo Techniken der Weg eines Teilchens und der von ihm erzeugten Sekundärteilchen im Target verfolgt, bis die Teilchen entweder die geometrischen Grenzen des entsprechenden Targetsystems verlassen, in Kernen absorbiert werden, alle kinetische Energie durch Ionisation verloren haben oder - im Falle der Pionen

und Myonen - zerfallen. Bei inelastischen Stößen mit Kernen wird der Weg der Teilchen in den Kern weiterverfolgt und eine intranukleare Kaskade berechnet. Die Teilchenemission des angeregten Restkerns wird mittels des Verdampfungsmodells bestimmt.

Bertinis intranukleares Kaskaden-Verdampfungsmodell ist Grundlage des HETC-Codes, der eine Weiterentwicklung früherer Codes darstellt. Der Code transportiert Neutronen, Protonen, Pionen und Myonen mit Energien bis zu 100 GeV in nahezu allen Materialien. Dabei werden atomare Wechselwirkungen, nukleare Wechselwirkungen und Produktion und Zerfall von Pionen und Myonen berücksichtigt. Die Produktion von  $\pi^0$ ,  $\gamma$ -Quanten und schweren Teilchen ( $H^2$ ,  $H^3$ ,  $He^3$ ,  $He^4$ ) wird zwar berechnet, aber diese Teilchen werden nicht transportiert.

### 3. AUFBAU UND DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTS

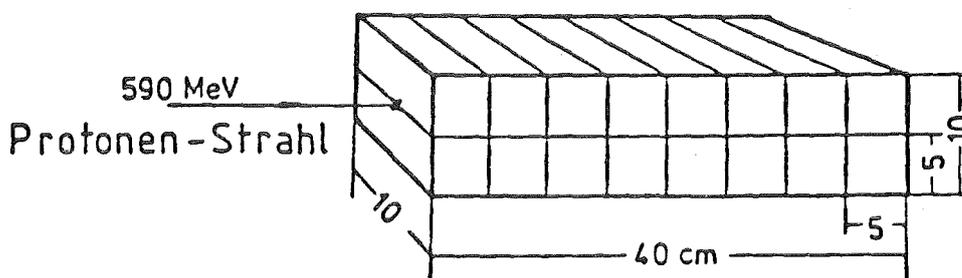
Die Flugzeitmessungen der Ausbeuten schneller Neutronen und geladener Teilchen aus einem dicken Urantarget, das mit 590 MeV Protonen beschossen wurde, wurden im Verlauf zweier Meßperioden im Juli 1980 und März 1981 am Schweizer Institut für Nuklearforschung (SIN) durchgeführt. Der bei den Messungen verwendete Versuchsaufbau ist in Figur 4 (Seite 80) skizziert.

Das Ringzyklotron des SIN lieferte einen gepulsten Protonenstrahl (Protonenenergie 590 MeV), dessen Strahlpuls eine Länge von ungefähr 0.2 ns hatte. Die Pulsfrequenz des Strahls betrug während der ersten Meßperiode im Juli 1980 50.7 MHz, was einem Zeitintervall von 19.7 ns zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen entspricht. Bei den Messungen im März 1981 konnte ein Strahl mit einer für Flugzeitmessungen günstigeren Pulsfrequenz von 16.85 MHz ausgenutzt werden, die ein Zeitintervall von 59.3 ns zwischen den Pulsen ergab.

Der Protonenstrahl hatte am Targetort einen Durchmesser von 2 cm in horizontaler und 2.5 cm in vertikaler Richtung. Dies wurde mit einer Drahtkammer ermittelt, die im Strahlweg postiert war.

#### 3.1 Das Target

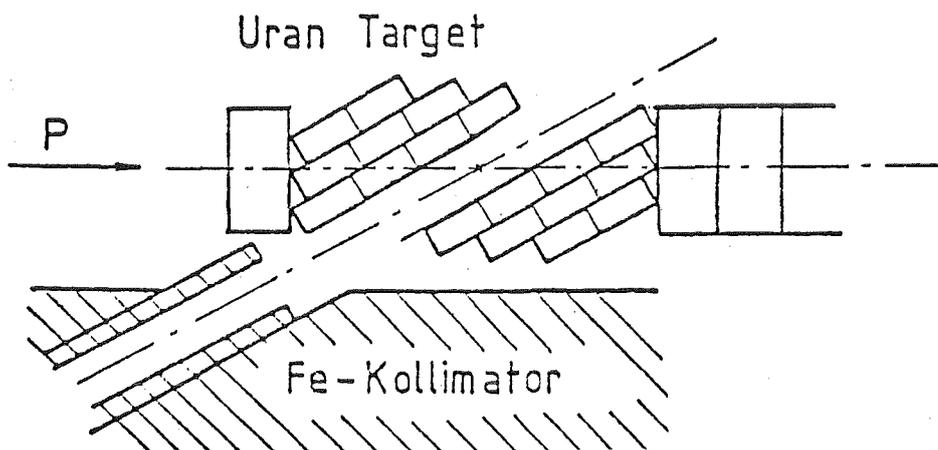
Das aus abgereichertem Uran bestehende Target war aus einzelnen Blöcken (5x5x10 cm) zusammengesetzt. Insgesamt 16 dieser Uranblöcke, von denen jeweils 8 hintereinander angeordnet und in 2 Lagen aufeinander geschichtet waren, bildeten ein quaderförmiges Target von 40 cm Länge, 10 cm Breite und 10 cm Höhe (Figur 1).



Figur 1 - Aufbau des Urantargets.

Gemessen wurde in Abhängigkeit von der Eindringtiefe des Protonenstrahls in das Target. Pro Winkel wurden 6 Positionen gemessen, beginnend beim ersten Block und einer Eindringtiefe des Protonenstrahls von 2.5 cm in Abständen von 5 cm, so daß der 6. Block mit einer Eindringtiefe von 27.5 cm die letzte Meßposition darstellte. Diese sechs tiefenabhängigen Messungen wurden bei 3 verschiedenen Winkeln von  $30^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $150^\circ$  relativ zur Richtung des Protonenstrahls durchgeführt. Die Neutronenausbeuten bei  $30^\circ$  und  $90^\circ$  wurden bei der ersten Messung mit einer Pulsfrequenz von 50 MHz gemessen. Bei der zweiten Meßperiode im März 81, bei der die günstigere Pulsfrequenz von 17 MHz zur Verfügung stand, wurden die Neutronenausbeuten bei  $150^\circ$  sowie die Ausbeuten an geladenen Teilchen für alle 3 Winkel gemessen.

Zur Messung der Untergrundereignisse genügte es, bei  $90^\circ$  nur den der jeweiligen Meßposition entsprechenden Block zu entfernen. Bei  $30^\circ$  und  $150^\circ$  war eine etwas andere Anordnung des Targets notwendig, um den entsprechenden Untergrund messen zu können (Figur 2). Der Bereich des Targets, von dem aus dort produzierte Sekundärteilchen direkt in den Detektor gelangen können, mußte für die Untergrundmessungen frei von Targetmaterial sein. Zu diesem Zweck wurden die jeweiligen Blöcke aus dem Target entfernt und mittels kleiner Uranstücke ( $5 \times 5 \times 2.5$  cm) die noch verbleibenden prismaförmigen Eckstücke zusammengesetzt.



Figur 2 - Targetanordnung für die Untergrundmessungen bei  $150^\circ$  und  $30^\circ$ .

Vergleichsmessungen mit verschlossenen Flugkanälen im Kollimator zeigten, daß das so erhaltene Untergrundspektrum mit dem bei den Messungen durch Entfernen von Targetmaterial erhaltenen im wesentlichen identisch ist.

### 3.2. Detektoren

Als Detektor wurde ein 3 cm dicker NE-213 Flüssigkeitszintillator mit einem Durchmesser von 4.5 cm verwendet, der besonders geeignet ist, eine Pulsformanalyse, bei der Neutronen- und Gammaereignisse getrennt werden können, durchzuführen. Ein 0.5 cm dicker Plastikszintillator diente als Koinzidenzzähler, der vor dem Flüssigkeitszähler im Flugweg aufgestellt wurde. Mit Hilfe des dünnen Zählers konnten geladene und ungeladene Ereignisse voneinander getrennt werden. Bei Koinzidenzschaltung der beiden Zähler wurden geladene Teilchen registriert, da diese auch im dünnen Zähler nachweisbare Impulse lieferten, während bei Vetoschaltung der beiden Detektoren nur ungeladene Teilchen gemessen wurden, da diese im Antizähler in der Regel keine Pulse erzeugten.

Bei der Messung der geladenen Teilchen wurde der 0.5 cm dicke Plastikzähler durch einen mit 0.2 cm Dicke noch dünneren Zähler ersetzt, um eine niedrigere Energieschwelle zu erhalten. Bei einer Szintillatordicke von 0.5 cm geben Protonen bis zu einer Schwelle von 23 MeV ihre gesamte Energie im Detektor ab; bei 0.2 cm ist die Schwelle bei 14 MeV.

Die Detektoren waren bei den Messungen hinter einem etwa 1 m dicken, massiven Eisenkollimator aufgebaut, in den für die 3 zu messenden Winkel Flugkanäle von 4 cm Durchmesser eingefügt waren, wie aus Figur 4, in der der Aufbau des Experiments skizziert ist, zu entnehmen ist. Um den Neutronenzähler möglichst vollständig gegen nicht vom Targetort direkt in den Detektor gelangende Neutronen oder Gammaquanten abzuschirmen, wurde der Zähler noch zusätzlich mit 5 cm dicken Eisensteinen umgeben.

Die Flugwege wurden von der Targetmitte bis zur Mitte des Flüssigkeitsszintillators gemessen. Bei den verschiedenen Messungen wurden Flugwege zwischen 120 cm und 170 cm benutzt. Bei der Wahl des Flugweges galt es zwischen zwei Extremen abzuwägen und einen Kompromiß zu finden. Je länger der Flugweg gewählt wird, desto besser ist die Energieauflösung, insbesondere der hochenergetischen Teilchen. Andererseits werden bei längeren Flugwegen die von einem Protonenpuls erzeugten langsamen Neutronen von den schnellen Neutronen des nachfolgenden Pulses überholt. So kommt zum Beispiel bei einer Pulsfrequenz von 17 MHz, die einem Zeitintervall von 60 ns zwischen zwei Pulsen entspricht, und einem Flugweg von 150 cm ein Neutron mit einer kinetischen Energie von 2.67 MeV gleichzeitig mit einem 500 MeV Neutron des nächsten Pulses im Detektor an. Im Impulshöhenspektrum der Flugzeitkanäle ergeben sich daher Überlappungen schneller und langsamer Neutronen, die dann bei der Analyse entfaltet werden müssen. Es ist für die Genauigkeit der Analyse sinnvoll, nur eine Überlappung zuzulassen. Bei 17 MHz Strahlpulsfrequenz bedeutet dies, daß der Flugweg maximal 160 cm betragen darf. Beim 50 MHz Betrieb des Beschleunigers am SIN ergaben sich auf Grund des kurzen Zeitintervalls von 19.7 ns zwischen zwei Protonenpulsen und einer Energieschwelle von ungefähr 1 MeV selbst bei dem kürzest möglichen Flugweg von 120 cm vier Überlappungen, d.h. zu einem Flugzeitkanal gehörten vier unterschiedliche Neutronenenergien.

### 3.3 Strahlmonitor

Um die Gesamtzahl der Strahlprotonen zu bestimmen, die während einer Messung auf das Target auftreffen, wurde vor dem Target eine dünne Kohlenstoffscheibe als Streuer in den Strahl gestellt. In einem Winkel von etwa  $30^\circ$  waren zwei Plastikszintillatoren als Strahlmonitore angeordnet, die in Koinzidenz geschaltet die vom Streuer in diesen Raumwinkel emittierten Protonen registrierten. Die Zahl der gestreuten Protonen ist direkt proportional der Gesamtzahl der Protonen des primären Strahls.

Die Eichung der auf diese Weise erhaltenen Monitorzählraten wurde so vorgenommen, daß bei reduzierter Strahlintensität ein weiterer Plastikzähler unmittelbar in den Strahl gestellt wurde, der direkt die Zahl der Protonen des Strahls registrierte. Das Verhältnis zwischen der direkten Zählrate und der Rate der Koinzidenzen der Monitorzähler ergab dann den Multiplikationsfaktor für die aufgezeichnete Zählrate der gestreuten Protonen. Diese Eichung wurde mehrmals während einer Meßperiode vorgenommen, um einen zuverlässigen Umrechnungsfaktor zu erhalten.

### 3.4 Elektronik

Das Blockschaltbild des elektronischen Systems des Experiments ist in Figur 5 abgebildet. Zu jedem Ereignis, das in den beiden verwendeten Detektoren ein Signal auslöste, wurden durch die Elektronik 4 Parameter bestimmt und registriert.

Das Amplitudensignal des Flüssigkeitsszintillators wurde in zwei lineare Verstärker (Amp1 und Amp2) gegeben. Dabei war der zweite Verstärker so eingestellt, daß er ungefähr eine zehnfach größere Verstärkung als der erste liefert. Dadurch konnte erreicht werden, daß der Bereich nahe der Detektorschwelle detailliert erfaßt wurde. Über zwei Delays gingen die Ausgangssignale der beiden Verstärker zu ADC1 und ADC2 (ADC = Amplitude to Digital Converter).

Das Zeitsignal des NE-213 Szintillators wurde direkt in einen Pulse-Shape-Discriminator (PSD) gegeben, mit dessen Hilfe eine Pulsformanalyse durchgeführt wurde, die die Trennung von Neutronen und  $\gamma$  - Ereignissen ermöglichte.

Die Pulsformanalyse nützt den Effekt, daß die von Neutronen und  $\gamma$ -Quanten ausgelösten Szintillator-Impulse verschieden lange Abklingzeiten im Detektor haben. Es wird dabei die Zeitdifferenz zwischen Anfang der Szintillation und dem Zeitpunkt, an dem der integrierte Puls des Photomultipliers einen bestimmten Bruchteil seiner gesamten Amplitude erreicht hat, gemessen (32), (33). Im PSD wird bei Erreichen des vorgegebenen Amplitudenanteils ein Zeitsignal erzeugt, das als Stoppsignal in einem Time-to-Amplitude-Converter (TAC) benutzt wurde. Als Startsignal des TAC diente das Eingangssignal des PSD, das über einen Constant-Fraction-Trigger (CFT), der ein amplitudenunabhängiges Zeitsignal liefert, zum TAC geleitet wurde. Über ein Delay gelangte das Ausgangssignal des TAC in den ADC3.

Das Strobe-Signal, das in den PSD eingegeben wird, ermöglicht einen Schnitt im PSD-Zeitspektrum, unterhalb dessen alle Ereignisse diskriminiert werden, so daß z.B. bei einer Platzierung des Strobe-Pulses zwischen den Gamma- und Neutronenpulsen nur Neutronen registriert werden. Bei den Messungen wurde der Strobe-Puls so gesetzt, daß noch nahezu alle Gammaereignisse zugelassen wurden, um bei der Datenanalyse eine deutliche Identifizierung des prompten Gammapeaks im Flugzeitspektrum zu ermöglichen, der bei Flugzeitmessungen zur absoluten Flugzeitbestimmung wichtig ist.

Zur Ermittlung der kinetischen Energie eines im Target produzierten und im Detektor registrierten Teilchens wurde mit einem weiteren Analogkreis dessen Flugzeit gemessen. Die Flugzeit konnte jedoch nur relativ zur Hochfrequenz des Zyklotrons bestimmt werden. Sie ist dabei nicht eindeutig. Wegen der Möglichkeit, daß langsame Teilchen von schnellen Teilchen, die von einem nachfolgenden Protonen-

puls erzeugt wurden, überholt werden, gilt für die aufgezeichnete Flugzeit:

$$t = t_{\text{HF}} + n \cdot \bar{t}$$

$\bar{t}$  = Zeitperiode der Zyklotronhochfrequenz

$n = 0, 1, 2, \dots$  (Die obere Grenze für  $n$  ist von der Energieschwelle, die beim Experiment eingestellt wurde, abhängig)

Die absolute Flugzeit läßt sich durch die Lage des Gammapeaks im Flugzeitspektrum ermitteln, der durch die von den Strahlprotonen im Target erzeugte prompte Gammastrahlung verursacht wird und einen festen Zeitreferenzpunkt liefert.

Im einzelnen wurde die Flugzeitmessung folgendermaßen realisiert. Das Ausgangssignal des CFT, das zum einen als Startsignal für den TAC des Pulses-Shape-Kreises verwendet wurde, wurde simultan hierzu in eine Koinzidenzeinheit gegeben, deren zweiter Eingang über einen Diskriminator und ein Delay mit der Anode des Plastiks-zintillators verbunden war. Je nach eingestelltem Modus lieferte die Koinzidenzeinheit ein Ausgangssignal, wenn entweder ein geladenes Teilchen sowohl im Plastiks-zintillator als auch im Flüssigkeitszähler einen Impuls auslöste, oder ein neutrales Ereignis nur im NE-213 Detektor registriert und vom Antizähler kein Signal geliefert wurde. Dieses durch einen Diskriminator modifizierte Signal wurde als Stoppsignal für einen TAC verwendet, der zuvor vom Hochfrequenzsignal des Zyklotrons gestartet war. Der TAC-Ausgangsimpuls ging über ein weiteres Delay zu ADC4.

Gleichzeitig erzeugte das Ausgangssignal der Koinzidenzeinheit ein Mastertriggersignal, das dem Computer an-

zeigte, daß ein Ereignis von Interesse in den Detektoren registriert worden war. Wenn der Computer zur Datenaufnahme bereit war, wurden durch einen Gate und Delay Generator die linearen Gates zu den ADC's geöffnet und die entsprechenden Informationen in jeweils 1024 Kanäle eines ADC's eingeordnet und aufgezeichnet.

Wegen der Nicht-Eindeutigkeit der Flugzeitmessung ist es bei der Flugzeitmethode notwendig, zusätzlich zur Flugzeit eine weitere Information zur Energiebestimmung aufzuzeichnen. Diese zusätzliche Information stellt die Aufzeichnung der Impulshöhen der Szintillatorimpulse dar, die wie bereits beschrieben über ADC1 und ADC2 registriert wurden. Eine zweidimensionale Darstellung der Ausbeuten als Funktion von Flugzeit und Impulshöhe ermöglicht dann eine eindeutige Energiezuordnung.

Der Inhalt von ADC1 - ADC4 wurde über ein CAMAC-Interface auf einen PDP11-Computer übertragen und von diesem Ereignis für Ereignis auf Magnetband gespeichert. Pro Ereignis wurden wie oben geschildert 4 Parameter auf Band festgehalten:

1. Die Energieabgabe der geladenen Sekundärteilchen vom Target oder der von Neutronen im Szintillator erzeugten Sekundärteilchen im NE-213 Detektor.
2. Die um den Faktor 10 gegenüber 1.) verstärkte Energieabgabe.
3. Die Pulse-Shape-Zeit des PSD.
4. Die Flugzeit der im Target erzeugten Teilchen relativ zur Hochfrequenz des Zyklotrons.

In Figur 6 - 9 sind beispielhaft jeweils für neutrale und für geladene Ereignisse die in ADC1 - ADC4 aufgezeichneten Spektren dargestellt.

#### 4. ANALYSE DER DATEN

Mit Hilfe eines komplexen Systems von Programmen wurde auf der IBM-Großrechenanlage des Kernforschungszentrums Karlsruhe die Analyse der während der Experimente am SIN Ereignis für Ereignis auf Magnetband aufgezeichneten Rohdaten vorgenommen. Das in Figur 3 (S.57) veranschaulichte und in Anhang 1 etwas näher erklärte Programmsystem basiert im wesentlichen auf dem Programmsystem von Rainbow und Cierjacks (34), das für die Auswertung ähnlicher Messungen entwickelt wurde. Es wurde entsprechend den Anforderungen des Experiments modifiziert und ergänzt.

##### 4.1 Analyse der Neutronenspektren

###### 4.1.1 Diskriminierung der Gammaereignisse

Bei der Analyse der neutralen Ereignisse mußten zuerst Gamma- und Neutronenereignisse unterschieden und separiert werden. Hierzu wurden die in ADC3 aufgezeichneten Informationen der Pulsformanalyse verwendet. Figur 8 a zeigt beispielhaft ein Spektrum, in dem die Zahl der Ereignisse je ADC3-Kanal über der PSD-Zeit aufgetragen ist. Man erkennt, daß die Gammaereignisse, die entsprechend der kurzen Abklingzeiten der von Gammaquanten hervorgerufenen Signale des Detektors bei niederen ADC3-Kanälen ihr Maximum haben, und die Neutronen deutlich voneinander getrennt sind. Zwischen den beiden Maxima ist nur ein kleinerer Überlappbereich.

Um Neutronen und Gammas möglichst sauber zu trennen, wurde in zeidimensionalen Spektren die Zahl der gemessenen Ereignisse in Abhängigkeit von PSD-Zeit (ADC3) und Impulshöhe (ADC1 bzw. ADC2) aufgetragen (Figur 10). Die Neutronenereignisse lassen sich bei dieser Darstellung als paralleles Band, das in einem spitzen Winkel zusammenläuft, erkennen.

Der Gammapeak ist am Ende des oberen Zweiges des Neutronenbandes, mit dessen Ende er leicht überlappt, bei niedrigen Impulshöhen und kleiner PSD-Zeit zu erkennen.

Das Abknicken des Neutronenbandes in diesem Spektrum läßt sich durch das Erreichen einer maximalen Energieabgabe der Neutronen im Szintillator erklären. Das Maximum der Energieabgabe liegt bei der Neutronenenergie, bei der das im Szintillator wechselwirkende Neutron einen zentralen elastischen Stoß mit einem Proton des Szintillatormaterials ausführt und das in Vorwärtsrichtung gestreute Proton eine Reichweite im Detektor hat, die gleich der Dicke des Szintillators ist. Bei größeren Neutronenenergien gibt das erzeugte Proton bei Vorwärtsstreuung nicht mehr seine ganze Energie im Detektor ab, so daß die Energieabgabe kleiner wird. Bei dem verwendeten NE-213 Szintillator lag das Impulshöhenmaximum bei einer Neutronenenergie von 56 MeV.

Bei der Analyse der Daten wurden alle Ereignisse, die im Bereich des Gammapeaks lagen, verworfen und bei der weiteren Analyse nicht mehr berücksichtigt. Der Diskriminierungsbereich mußte wegen kleinerer Unstabilitäten des TAC von Fall zu Fall für jedes gemessene Spektrum separat bestimmt werden.

#### 4.1.2 Subtraktion des Untergrundes

Der nächste Schritt bei der Auswertung der Neutronenmessungen war die Subtraktion des Untergrundes vom Gesamtspektrum.

Von dem Spektrum, das die Zahl der Neutronenereignisse als Funktion der Flugzeit (ADC4) und der Impulshöhe (ADC1 bzw. ADC2) enthielt, wurde das zugehörige Spektrum der Untergrundmessungen abgezogen. Dabei mußte das Untergrundspektrum mit einem Korrekturfaktor multipliziert werden, um die bei unterschiedlichen Bedingungen (Strahlintensität, Meßzeit) durchgeführten Messungen für den Untergrund und für die wirklichen Ausbeuten miteinander vergleichbar zu machen.

#### 4.1.3 Flugzeit und Flugzeitintervalle

Da das Hochfrequenzsignal des Zyklotrons, das als Startsignal für die Messung der Flugzeit benutzt wurde, nicht den Zeitpunkt angibt, an dem ein Protonenpuls des Beschleunigers am Targetort ankommt, sondern nur einen relativen Nullpunkt angibt, gibt das in ADC4 aufgezeichnete Flugzeitspektrum keine absoluten, sondern nur relative Flugzeiten zwischen dem Hochfrequenzsignal und der Registrierung eines Teilchens im Detektor an. Um die absoluten Flugzeiten zu erhalten, muß ein Bezugspunkt im Flugzeitspektrum ermittelt werden, der direkt mit dem Auftreffen der Beschleunigerprotonen am Targetort korreliert ist. Dieser Referenzpunkt des Spektrums ist durch den Peak der prompten Gammastrahlung gegeben. Da Gammastrahlung sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet, errechnet sich die tatsächliche Flugzeit der Sekundärteilchen aus der konstanten, nur vom Flugweg abhängigen, Flugzeit der Gammaereignisse und der Differenz zwischen Gammapeak und relativer Flugzeit der Teilchen im Flugzeitspektrum.

Der Gammapeak liefert neben dem Referenzpunkt für das Flugzeitspektrum eine weitere wichtige Information. Die Breite dieses Peaks ist abhängig vom zeitlichen Auflösungsvermögen des Systems. Aus der Halbwertsbreite des Gammapeaks kann deshalb auf das zeitliche Auflösungsvermögen des Systems und damit auf die Zeitunsicherheit und daraus folgend die Energieunschärfe der Meßergebnisse geschlossen werden.

Aus den gemessenen Flugzeitspektren konnte eine durchschnittliche Breite des Gammapeaks von 1.0 ns entnommen werden. Wenn man allerdings im Flugzeitspektrum Ereignis-

nisse mit kleinen Impulshöhen unterdrückte, konnte man erkennen, daß die Breite des Gammapeaks sich verringerte. Diskriminierte man Ereignisse mit Lichtausbeuten im Detektor  $\leq 2 \text{ MeV}_{ee}$ , was der Lichtausbeute von Protonen mit  $\sim 5 \text{ MeV}$  entspricht, ergaben sich Breiten des Gammapeaks, die bei  $0.5 \text{ ns}$  lagen.

Neben der Bestimmung des Gammapeaks müssen zur Flugzeitermittlung auch noch die ADC4-Kanäle geeicht werden, d.h. es muß das einem ADC4-Kanal entsprechende Flugzeitintervall bestimmt werden. Der gesamte Flugzeitbereich, dessen Grenzen - wie man in Figur 9 a und 9 b sieht - innerhalb der  $1024$ -Kanäle von ADC4 liegen und deutlich zu erkennen sind, entspricht dabei einem Zeitintervall der Zyklotronhochfrequenz. Die zu einem Kanal gehörende Flugzeit ergibt sich deshalb als Verhältnis des Zeitintervalls der Zyklotronhochfrequenz zu der Zahl der Kanäle des gesamten Flugzeitbereiches.

Um die Neutronenausbeuten in vernünftigen Abständen der zugehörigen Energiewerte zu erhalten, und da es nicht sinnvoll erschien, Flugzeitkanäle zu betrachten, deren Breite sehr viel kleiner als die zeitliche Auflösung des Systems ist, wurden immer mehrere Flugzeitkanäle von ADC4 zu Flugzeitintervallen, sogenannten Bins, zusammengefaßt, deren Breite bei hohen Energien ungefähr in der Größenordnung der systembedingten Zeitauflösung lagen. Bei niedrigeren Energien konnten mehr Kanäle zu einem Flugzeitintervall zusammengefaßt werden, da die zeitliche Auflösung hier vernachlässigbar kleinen Energiedifferenzen entspricht.

Die zu einem Flugzeitintervall gehörige Energie ergibt sich relativistisch als Funktion von Flugweg und Flugzeit:

$$E = m_0 c^2 \cdot \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$$

$m_0$  : Ruhemasse des Teilchens

$c$  : Lichtgeschwindigkeit

$\beta = v/c$ ,  $v = s/t$

$s$  : Flugweg

$t$  : Flugzeit

Je Flugzeitintervall sind mehrere Energiewerte für die zugehörigen Ereignisse möglich, da die Flugzeit nicht eindeutig ist. Wie bereits beschrieben gilt für die Flugzeit:

$$t = s/c + \Delta t + n \cdot \bar{t}$$

$\Delta t$  = Zeit, die sich als Differenz zwischen Gammapeak und gemessener relativer Flugzeit ergibt.

$n = 0, 1, 2, 3, 4$

$\bar{t}$  = Periode der Zyklotronhochfrequenz

In Figur 9 a und 9 b sind je ein Beispiel eines Flugzeit-spektrums für Neutronen und für geladene Teilchen dargestellt.

#### 4.1.4 Entfaltung der Neutronenspektren

Je Flugzeitintervall läßt sich ein Spektrum, bei dem die Neutronenausbeuten abhängig von der Impulshöhe (ADC1 bzw. ADC2) aufgetragen sind, darstellen. In diesem Spektrum zeigen die Neutronen einer bestimmten Energie eine nahezu kontinuierliche Verteilung der Impulshöhen von der Detektorschwelle bis zu einer maximalen Impulshöhe. In einem Flugzeitintervall überlagern sich die kontinuierlich verlaufenden Spektren der Neutronen einer bestimmten Energie je nach der Anzahl der pro Intervall möglichen Neutronenenergien (bei den bei einer Strahlfrequenz von 50.7 MHz gemessenen

Spektren ergaben sich 4 Überlappungen, bei den Spektren, die bei 16.8 MHz Pulsfrequenz gemessen wurden, waren es 2 bzw. 3 Überlappungen), die schrittweise entfaltet werden mußten. In Figur 11 und 12 sind für verschiedene Neutronenenergien, Detektorschwellen und Pulsfrequenzen Beispiele dieser überlagerten Impulshöhenspektren zu sehen.

Die Entfaltung wurde in der Weise durchgeführt, daß mittels der kontinuierlich verteilten Werte des nicht überlagerten Teils des Spektrums eine lineare Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate über den ganzen Bereich des überlagerten Spektrums vorgenommen wurde. Das Integral über die gesamte extrapolierte Gerade ergab die Neutronenausbeute für die höchste dem Intervall zugehörige Energie.

Die Differenz zwischen Fitgerade und ursprünglichem Spektrum verblieb als Restspektrum, das nun auf die gleiche Weise weiter entfaltet wurde, bis alle Neutronenausbeuten zu den möglichen Energien separiert waren.

#### 4.1.5 Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronen im Detektor

Für die Neutronenausbeuten mußte eine Korrektur, die die Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronen im NE-213 Szintillator berücksichtigt, vorgenommen werden. Die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Neutrons im Detektor ist abhängig von seiner kinetischen Energie und der Nachweisgrenze des Detektors. Zur Ermittlung der Ansprechwahrscheinlichkeiten des verwendeten Detektors wurden Rechnungen mit dem Monte Carlo Simulationscode von Cecil et al. (35) durchgeführt.

Der Code von Cecil et al., der auf dem Code von Stanton (36) basiert, berechnet Lichtausbeutespektren für jeden der sechs Kanäle:

- 1 H(n,p)n
- 2 C(n,n)C
- 3 C(n,n' $\gamma$ )
- 4 C(n, $\alpha$ )Be
- 5 C(n,3 $\alpha$ )
- 6 C(n,p), C(n,np), C(n,2n)

Gegenüber dem Stanton-Code fügten Cecil et al. folgende Verbesserungen in den Code ein: 1) Neuanpassung der inelastischen Wirkungsquerschnitte für neutroneninduzierte Reaktionen mit  $^{12}\text{C}$ , 2) Verwendung neuer Lichtausbeute-funktionen, 3) Anwendung der relativistischen Kinematik, 4) genaue Bestimmung der Lichtausbeuten von geladenen Teilchen, die aus dem Detektor gestreut werden.

Der Code zeigt eine gute Übereinstimmung (Abweichung 5%) mit gemessenen Ansprechwahrscheinlichkeiten bis zu 70 MeV Neutronenenergie. Daß außerdem die Form der vom Code produzierten Impulshöhenspektren mit der der gemessenen übereinstimmt, zeigt die gute Verwendbarkeit des Codes. Für Neutronenenergien größer 70 MeV zeigt eine Messung der Ansprechwahrscheinlichkeiten, die von Cierjacks et al. (37) mit dem bei den Messungen zu dieser Arbeit verwendeten Detektor am SIN durchgeführt wurde, auch Übereinstimmung zwischen experimentellen Ergebnissen und den mit dem Code ausgeführten Rechnungen innerhalb der Fehlergrenzen von 5 - 10 %.

Die Nachweisschwelle des Detektors, die für die genaue Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit wichtig ist, wurde aus Messungen bekannter Spektren von  $\text{Co}^{60}$  und einer AmBe-Quelle ermittelt. Bei der  $^{60}\text{Co}$ -Quelle werden  $\gamma$ -Quanten mit der Energie von 1.17 MeV und 1.3 MeV emittiert, die jedoch bei der Auflösung des Systems nicht unterscheidbar sind. Die AmBe-Quelle emittiert  $\gamma$ -Quanten mit einer Energie von 4.43 MeV, die beim Übergang von der ersten Anregungsstufe in den Grundzustand in  $^{12}\text{C}$  nach folgender Reaktionskette entstehen:  $^9\text{Be} + \alpha \longrightarrow ^{13}\text{C} \longrightarrow ^{12}\text{C}^* + n \longrightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$ .

In dem in Figur 13 beispielhaft aufgetragenen Impulshöhenspektrum (ADC2) einer  $\text{Co}^{60}$ -Quelle läßt sich die Detektorschwelle und die Comptonkante deutlich lokalisieren. Die Lichtausbeute in Elektronenenergie - Äquivalenten ( $\text{MeV}_{ee}$ ), die der Comptonkante entspricht, läßt sich aus dem maximalen Energieübertrag der  $\gamma$ -Quanten der Quelle, deren Energie bekannt ist, auf ein Elektron beim Comptoneffekt berechnen. Aus dem Verhältnis der ADC2-Kanäle der Comptonkante und der Detektorschwelle erhält man die Lichtausbeute an der Schwelle. Zu dieser Lichtausbeute an der Nachweisgrenze errechnet sich aus der Lichtausbeutefunktion für Protonen von Stanton die Protonenenergie, die dieser Energieabgabe im Szintillator entspricht. Da die maximale Energieabgabe der Neutronen einer bestimmten kinetischen Energie im Detektor durch die Energieabgabe eines Protons mit derselben Energie gegeben ist, gibt die errechnete Protonenenergie zur Detektorschwelle auch die Grenze an, unterhalb derer Neutronen nicht mehr nachgewiesen werden können.

#### 4.1.6 Normierung der Daten

Die auf obige Weise gewonnenen Neutronenausbeuten je Energieintervall mußten noch normiert werden. Es ist sinnvoll, die Ausbeuten auf ein Proton des auf das Target auftreffenden Protonenstrahls zu beziehen. Dazu wurden die erhaltenen Ausbeuten durch die Gesamtzahl der primären Protonen, die während einer Messung auf das Target auftreffen, dividiert. Sie ergibt sich aus der Gesamtzahl der Koinzidenzen der Monitorzähler des Protonenstrahls multipliziert mit dem Faktor, der das Verhältnis zwischen gesamtem Protonenstrahl und den vom Graphitstreuer in die Monitorzähler gestreuten Protonen ausdrückt, wie es sich aus den Strahleichungen ergibt.

Um die Ausbeuten der Flugzeitintervalle, die unterschiedliche Energiebreiten aufweisen, miteinander vergleichbar zu machen, wurden die Ergebnisse durch die Energiebreiten

der Intervalle dividiert, d.h. sie wurden auf ein Energieintervall von 1 MeV normiert.

Die erhaltenen Ausbeuten wurden außerdem auf ein Raumwinkelelement  $d\omega$  bezogen, für das gilt:

$$d\omega = \frac{A}{s^2} = \frac{\pi \cdot d^2}{4 \cdot s^2}$$

(A ist die Szintillatorfläche, s ist der Flugweg,  
d ist der Szintillatordurchmesser)

Berücksichtigt werden mußte auch, daß die Teilchen, die während der Totzeiten des Computers bei der On-Line-Datenaufnahme, d.h. der Zeit, während der der PDP11-Rechner noch mit der Verarbeitung eines Ereignisses beschäftigt ist, im Szintillator eintreffen, nicht aufgezeichnet werden. Je größer die Strahlintensität und daraus folgend die Produktionsrate an sekundären Teilchen ist, desto größer ist die Möglichkeit, daß ein Teilchen in der Totzeit des Rechners den Detektor erreicht.

Die Ausbeuten mußten also noch durch die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen, das in das entsprechende Raumwinkelelement gestreut wird, auch aufgezeichnet wird, dividiert werden, um die Gesamtzahl aller den Detektor erreichenden Teilchen zu erhalten. Diese Wahrscheinlichkeit ergab sich bei Neutronen aus dem Verhältnis der Zahl der vom Rechner aufgezeichneten Ereignisse zu der Gesamtzahl der vom Flüssigkeitsszintillator erfaßten Impulse, die mit einem 20 MHz-Zähler, der die Impulse des CFT registrierte, ermittelt wurden. (Der Anteil der geladenen Teilchen an der gesamten Produktionsrate an Sekundärteilchen liegt bei  $\sim 1\%$  und hat deshalb einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Gesamtzahl der Detektorimpulse und damit auf die Totzeitkorrektur).

Um den Neutronenfluß pro  $\text{cm}^2$  Targetoberfläche zu erhalten, wurden die Spektren durch die effektive Targetoberfläche, d.h. die Targetfläche, die vom Detektor erfaßt wird, dividiert. Bei den  $90^\circ$  Spektren ist diese gegeben durch den Querschnitt der Kollimatoröffnung ( $A = 4 \cdot \pi \approx 12.6 \text{ cm}^2$ ), bei  $30^\circ$  und  $150^\circ$  durch eine Ellipse mit den Halbachsen  $a = 2 \text{ cm}$  und  $b = 4 \text{ cm}$  ( $A = 2 \cdot 4 \cdot \pi \approx 25.2 \text{ cm}^2$ ).

Für die gemessene Zeitauflösung des Systems wurden die Spektren noch nach der Methode der zweiten Ableitung (38) korrigiert. Hierbei wurde folgende Formel benutzt:

$$Y_k(E) = Y_u(E) - (\sigma^2/2) \cdot (d^2 Y_k(E)/dE^2)$$

$Y_k(E)$  ist die korrigierte,  $Y_u(E)$  die nicht korrigierte Neutronenausbeute,  $\sigma$  ist die Energieauflösung des Systems wie sie sich aus der gemessenen zeitlichen Auflösung ergibt.

Bei der Anwendung obiger Formel wurde iterativ vorgegangen. Für  $Y_k(E)$  wurde zunächst  $Y_u(E)$  eingesetzt und nach der Formel die korrigierte Ausbeute berechnet. Das so erhaltene  $Y_k(E)$  wurde wieder in die Formel eingesetzt und  $Y_k(E)$  neu bestimmt. Es genügte, dieses Verfahren zweimal zu wiederholen, um  $Y_k(E)$  ausreichend genau zu bestimmen.

#### 4.2 Analyse der Spektren geladener Teilchen

Die Analyse der Spektren geladener Teilchen ist wesentlich einfacher als die Analyse der Neutronenspektren. Für geladene Teilchen wird die Nachweisgrenze durch den in Koinzidenz zum Hauptdetektor geschalteten Plastiksziintillator, in dem die Teilchen durch Ionisation Energie abgeben, bestimmt. Diese Energieschwelle lag für die geladenen Teilchen so hoch, daß im Flugzeitspektrum keine Überlappungen auftraten und die Spektren im Gegensatz zu den Neutronenspektren nicht entfaltet werden mußten.

Das Hauptproblem bei der Auswertung der Spektren geladener Teilchen ist die Trennung der verschiedenen Teilchenarten, die als Produkte der Spallationsreaktion erwartet werden können (Protonen, Pionen, Deuteronen, Tritonen,  $\text{He}^3$  und  $\text{He}^4$ ). Die Unterscheidung der geladenen Sekundärteilchen kann wieder durch das zweidimensionale Auftragen der Zahl der Ereignisse in Abhängigkeit von den gemessenen Parametern, der Energieabgabe im Detektor (ADC1) und der Flugzeit (ADC4), erreicht werden.

#### 4.2.1 Beziehung zwischen Energieabgabe und Flugzeit

Um die verschiedenen Teilchen in den gemessenen Spektren eindeutig identifizieren zu können, wurden zunächst die Impulshöhen in Abhängigkeit von der Flugzeit rechnerisch ermittelt und dann diese berechneten zweidimensionalen Spektren mit den aus den experimentellen Daten ermittelten Spektren verglichen. Auf diese Weise konnten die geladenen Teilchen eindeutig unterschieden und danach die Ausbeuten in Abhängigkeit von der Energie berechnet werden. Das Ergebnis dieser Rechnungen ist in Figur 14 dargestellt.

Die Berechnung der Flugzeit-Impulshöhen-Abhängigkeit wurde für die in erster Linie zu erwartenden Teilchen - Protonen, Deuteronen, Tritonen, Alphateilchen und Pionen - durchgeführt. Dabei mußten die Energieverluste  $dE/dx$  durch Ionisation bzw. atomare Anregungen im Antizähler (Dicke 0.2 cm) und in der Glasschicht, die das Szintillatormaterial des Flüssigkeitsdetektors abschließt, (Dicke 0.3 cm) berücksichtigt werden, bevor die Energieabgabe im eigentlichen Szintillatormaterial des Hauptdetektors berechnet werden konnte. Die Energieverluste in der Luft wurden vernachlässigt, da sie keinen wesentlichen Beitrag zu den Gesamtverlusten ergeben.

Die Energieverluste wurden mit Hilfe von Tabellen (39), (40) berechnet, in denen  $dE/dx$  in Abhängigkeit von der Teilchenenergie und dem Material angegeben ist. Zwischen den tabellierten Werten wurde linear interpoliert.

Die Lichtausbeuten im Szintillator wurden mittels der Lichtausbeutefunktion von Stanton (36) berechnet. Dieser Ausdruck hat die Form:

$$L(E) = a \cdot (1 - \exp[b \cdot E^c]) + d \cdot E$$

Die Parameter  $a - d$  wurden durch Anpassung der Funktion an empirische Ergebnisse bestimmt. Die Werte für Protonen in flüssigen NE-213-Szintillatoren sind  $a = -10.68$ ,  $b = -0.07$ ,  $c = 0.89$ ,  $d = 0.929$ .

Die auf diese Weise berechneten Funktionen der Impulshöhe in Abhängigkeit von der Flugzeit für die verschiedenen Teilchenarten zeigen ausgehend von einer unteren Energiegrenze, unterhalb derer die Teilchen ihre gesamte kinetische Energie im Antizähler und der Glasschicht vor dem flüssigen Szintillatormaterial abgeben, mit kürzerer Flugzeit, d.h. steigender kinetischer Energie, zunächst einen stetigen Anstieg der Lichtausbeuten. Die maximale Impulshöhe der Funktionen ist bei der Energie der Teilchen erreicht, bei der die Reichweite der Teilchen im Detektormaterial gerade der Dicke des Zählers entspricht. Danach sinkt die Lichtausbeute mit zunehmender Teilchenenergie exponentiell ab, da bei gleichen Wegen im Szintillator  $dE/dx$  mit steigender Energie abnimmt.

Figur 14 zeigt die Lage der Impulshöhenfunktionen der verschiedenen Teilchenarten zueinander. Tritonen, Deuteronen und Protonen können hiernach relativ leicht voneinander getrennt werden, auch wenn für höhere Energien Überschneidungen auftreten, da bei Tritonen wie bei

Deuteronen bereits nach dem Maximum die Ausbeuten mit steigender Energie schnell absinken, wie auch die Ergebnisse von Messungen geladener Teilchen aus dünnen Targets (41) bestätigen. Schwierig ist dagegen die Trennung von Protonen mit sehr hohen Energien und Pionen, da die Pionenkurve starke Überschneidungen mit der abfallenden Kurve der hochenergetischen Protonen zeigt. Alphateilchen haben ihre Energieschwelle und ihre maximale Lichtausbeute bei den gleichen Flugzeiten wie Protonen. Sie unterscheiden sich nur durch wesentlich höhere Lichtausbeuten von den Protonen im Impulshöhen-Flugzeitspektrum.

#### 4.2.2 Analyse und Normierung der Spektren

Die Auswertung der experimentell gewonnenen Daten verläuft zunächst analog der Analyse der Neutronenausbeuten. Nach Abzug des entsprechenden Untergrundspektrums wurden die Flugzeitkanäle des ADC4 zu angemessenen Intervallen zusammengefaßt und anschließend die Impulshöhenspektren zu den einzelnen Flugzeitintervallen betrachtet. Wegen der Eindeutigkeit in der Zuordnung von Energieabgabe im Detektor und der kinetischen Energie eines Teilchens zeigen die Impulshöhenspektren, wie in Figur 15 und 16 beispielhaft zu sehen ist, relativ scharfe Peaks. Mit Hilfe der berechneten Kurven lassen sich die Peaks den verschiedenen Teilchenarten leicht zuordnen und die Ausbeuten durch Aufintegrieren der Ereignisse im Peakbereich ermitteln.

Für die Energien, die sich aus den Flugzeiten mittels der relativistischen Formel, die in Kapitel 4.1.3 angegeben ist, ergeben, mußte noch eine Korrektur vorgenommen werden, da die Teilchen auf ihrem Weg vom Target zum Detektor in der Luft und im Antizähler Energie verlieren und die errechnete Energie deshalb nicht die Energie angibt, die die Teilchen beim Verlassen der Targetoberfläche besitzen. Um die Energie der Teilchen beim Austritt aus dem Target zu erhalten, mußte iterativ vorgegangen werden. Von einer willkürlich vorgegebenen

Energie wurden die Energieverluste in Luft und Antizähler berechnet und die entsprechende Flugzeit ermittelt. Stimmt die auf diese Weise errechnete Flugzeit nicht mit der gesuchten überein, wurde die vorgegebene Energie entsprechend verändert und die Prozedur erneut durchgeführt, bis die errechnete Flugzeit mit der vorgegebenen übereinstimmte. So ergaben sich korrigierte Energiewerte, die der Energie der Teilchen beim Austritt aus dem Target entsprechen.

Die Normierung der erhaltenen energieabhängigen Spektren wurde analog der der Neutronenspektren vorgenommen. Es wurde angenommen, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit bei geladenen Teilchen im Detektor 100 % beträgt. Die Totzeitkorrektur geschah durch Multiplikation der Ausbeuten mit dem Verhältnis von Mastertriggerimpulsen zu den vom Computer akzeptierten Ereignissen.

## 5. ERGEBNISSE

### 5.1 Differentielle Neutronenspektren

Aus den gemessenen Daten wurden für die 3 Meßwinkel von  $30^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $150^\circ$  die Neutronenflüsse in Abhängigkeit von der Energie der emittierten Teilchen bestimmt. Da die Meßergebnisse für verschiedene Eindringtiefen der Primärprotonen in das Target in Abständen von 5 cm bis zu 30 cm Targetlänge gemessen wurden, konnten pro Meßwinkel 6 individuelle Spektren aufgetragen werden, die in Figur 18 bis 23 dargestellt sind.

Entsprechend den zwei Phasen des Spallationsprozesses zeigen die Spektren die typische zweikomponentige Form. Dem niederenergetischen Teil des Spektrums, der durch Neutronen aus dem Verdampfungsprozeß der Spallationsreaktion bestimmt wird, überlagert sich oberhalb von etwa 20 MeV ein Spektrumsanteil, der die Neutronen aus der intranuklearen Kaskade kennzeichnet.

Beim Vergleich der gezeigten Spektren für Uran und den mit der gleichen Methode unter demselben Winkel für gleiche Eindringtiefen gemessenen Bleispektren (13), (42) ist neben der Übereinstimmung in der Form der Spektren ein auffälliger Unterschied in der Lage der Maxima der Spektren festzustellen. Für Uran liegt das Maximum des Neutronenflusses unterhalb von 1 MeV, während bei Blei der stärkste Neutronenfluß bei etwa 1.5 MeV gemessen wurde. Diese Differenz in der Lage der maximalen Ausbeuten wurde auch bei Rechnungen von Fullwood et al. (6) beobachtet. Obwohl die Verdampfungsspektren der Neutronen für Blei und abgereichertes Uran im wesentlichen gleich sind, sehen Fullwood et al. den Unterschied zwischen Uran und Blei darin, daß das Spektrum der emittierten Neutronen bei Uran durch  $(n,2n)$  und  $(n,n\gamma)$  Prozesse

wesentlich modifiziert wird, während bei Blei die Schwelle für solche Prozesse beträchtlich höher liegt.

Die in Figur 18 bis 23 gezeigten Spektren weisen verschiedene untere Abschneideenergien auf, die durch unterschiedliche Detektorschwellen, die bei den Messungen benutzt wurden, bedingt sind. Bei den Spektren, die auf den Messungen vom März 1981 basieren (alle  $150^\circ$  Messungen, sowie das erste  $90^\circ$  Spektrum), konnte durch bessere Bedingungen bei dem für Flugzeitmessungen günstigeren 17MHz-Betrieb des Zyklotronstrahls Detektorschwellen von 0.6 MeV erreicht werden gegenüber den Schwellen von ungefähr 1.3 MeV bei den Messungen mit 50 MHz Strahlpulsfrequenz vom Juli 1980.

## 5.2 Integrierte Neutronenausbeuten

Integriert man die differentiellen Spektren über alle Energien, so erhält man die totalen Neutronenflüsse als Funktion der Eindringtiefe der Primärprotonen ins Target. In den Figuren 24, 25 und 26 sind für die drei Meßwinkel diese integralen Neutronenflüsse dargestellt. Die Spektren zeigen eine drastische Abnahme der Neutronenflüsse mit zunehmender Targettiefe. Bei einer Eindringtiefe, die der Reichweite der 590 MeV Strahlprotonen in Uran von 16.1 cm entspricht, ist der Neutronenfluß um etwa eine Größenordnung abgesunken. Bei Distanzen in das Target größer als 16 cm wird die Neutronenausbeute ausschließlich von der internuklearen Kaskade im Target bestimmt, die nach einer Tiefe von ungefähr 30 cm ausstirbt, wie die um zwei Größenordnungen gegenüber dem höchsten Fluß verminderte Neutronenausbeute bei 27.5 cm Targettiefe erkennen läßt.

Figur 27 zeigt die Neutronenausbeute der drei gemessenen Winkel integriert über eine Targetlänge von 30 cm.

Die tiefenabhängigen differentiellen Spektren, die den Neutronenfluß durch  $1 \text{ cm}^2$  der Targetoberfläche repräsentieren, wurden mit der Länge eines Uranblocks (5 cm) multipliziert und dann addiert. Da der auf  $1 \text{ cm}^2$  Targetfläche normierte Neutronenfluß als durchschnittlicher Fluß des gesamten Neutronenflusses durch die von Detektor erfaßte Targetfläche zu verstehen ist, wurde die integrierte Neutronenausbeute für eine Targetlänge von 30 cm noch mit dem Faktor 4 multipliziert, der die vertikale Ausdehnung der erfaßten Targetoberfläche berücksichtigt. Die so erhaltenen winkelabhängigen Spektren, die in Figur 27 als Funktion der Energie aufgetragen sind, geben somit die Neutronenausbeute aus einem 30 cm langen und 4 cm hohen, symmetrisch zur Protonenstrahllinie gelegenen Gebiet der Targetoberfläche an.

Im niederenergetischen Bereich der Spektren ( $\lesssim 20 \text{ MeV}$ ) zeigen sich die größten Neutronenausbeuten für den  $150^\circ$  Winkel, während in die  $30^\circ$  Richtung die relativ niedrigsten Ausbeuten zu beobachten sind. Obwohl man im Energiebereich der durch den Verdampfungsprozeß bestimmten Ausbeuten eine isotrope Verteilung der emittierten Neutronen erwarten könnte, da bei der Emission der Teilchen in der Verdampfungsphase des Spallationsprozesses keine Raumrichtung bevorzugt wird, lassen sich die unterschiedlichen Ausbeuten für verschiedene Winkel durch Selbstabschirmungseffekte des dicken Targets erklären. Die langen Wege vom Entstehungsort bis zur Targetoberfläche bewirken bei einer mittleren freien Weglänge der Neutronen in Uran zwischen 3 und 4 cm für Energien kleiner als 100 MeV das Auftreten weiterer nuklearer Reaktionen bevor die Neutronen das Target verlassen und damit eine Verminderung der Neutronenausbeuten. Die Flugstrecke der Sekundärteilchen im Target ist am kürzesten für einen Emissions-

winkel von  $90^\circ$ . Bei den  $150^\circ$  Messungen wird jedoch der Selbstabschirmungseffekt durch das Targetmaterial erst bei größeren Distanzen in das Target bedeutend, wo die Neutronenproduktion sehr viel geringer ist. Die Aufweitung des Protonenstrahls im Target und das Entstehen der internuklearen Kaskade ermöglichen für die unter  $150^\circ$  gestreuten Neutronen bei sehr viel kürzeren Targettiefen die Produktion von Sekundärteilchen in den Targetzonen, die näher zur vom Detektor erfaßten Oberfläche liegen, als bei den Neutronen, die in einem Winkel von  $30^\circ$  emittiert werden. Bei gleichen Wegen im Target entspricht dies höheren Ausbeuten.

Die starke Bevorzugung der Streuung in Richtung der Strahlprotonen bei der intranuklearen Kaskade ergibt in den Spektren für zunehmende Energien relativ höhere Ausbeuten für die in Vorwärtsrichtung emittierten Neutronen im Vergleich zu den anderen Winkeln, wie in Figur 27 zu beobachten ist. Die Rückwärtsrichtung zeigt im Bereich höherer Energien ( $> 20$  MeV), der durch die intranukleare Kaskade dominiert wird, die relativ niedrigsten Neutronenausbeuten.

Das Verhältnis der Neutronenausbeuten in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung, wie es sich aus den Messungen ergab, konnte auch in früheren Messungen von Madey und Watermann (5) sowie Veaser et al. (4) beobachtet werden. Die Ergebnisse der Messungen dieser Autoren zeigen sich mit den Spektren der vorliegenden Arbeit, die in Figur 27 dargestellt sind, in guter Übereinstimmung, wenn man berücksichtigt, daß diese Messungen bei etwas anderen Winkeln, leicht unterschiedlicher Targetgeometrie und höherer Primärprotonenergie durchgeführt wurden.

Madey und Watermann bestimmten die Ausbeuten für ein 30 cm langes, zylinderförmiges Target mit einem Durchmesser von 15 cm beim Beschuß mit 740 MeV Protonen für

Energien größer 10 MeV bei Winkeln von  $50^\circ$  und  $130^\circ$  zur Strahlrichtung. Veese et al. benutzten dieselbe Meßanordnung, um die Spektren für Energien  $< 10$  MeV bis zu einer Energiegrenze von ungefähr 0.1 MeV zu ermitteln.

Die Messungen von Veese et al. ergaben im Vergleich zu theoretisch von Fullwood et al. (6) berechneten Ausbeuten nur unwesentliche Abweichungen, während im Bereich höherer Energien Madey und Waterman bis zu 1.6-fach höhere Ausbeuten im Vergleich zu den von Fullwood et al. berechneten erhielten. Vergleiche neuerer Rechnungen mit dem HETC-Code mit Messungen von Ausbeuten an Neutronen, die aus einem Pb-Target (10 cm  $\phi$ , 60 cm lang) unter  $90^\circ$  emittiert werden (43), (44), zeigen jedoch im Energiebereich  $> 20$  MeV Differenzen, bei denen die Rechnungen bis zu einem Faktor 6 unter den gemessenen Ausbeuten liegen. Etwa dieselbe Tendenz, d.h. Differenzen bis zu einer 5-fach höheren Ausbeute der gemessenen Spektren bei höheren Energien gegenüber den berechneten, ist auch beim Vergleich von Messungen von Russel et al. für dünne Ta-Targets (45) und HETC-Code Rechnungen festgestellt worden. Ergebnisse von Rechnungen mit dem HETC-Code, die mit den Ergebnissen dieser Arbeit für ein dickes Urantarget direkt vergleichbar sind, liegen noch nicht vor.

Die Neutronenausbeuten aus dem Urantarget liegen um einen Faktor 2 bis 3 höher als die Ausbeuten, die aus Messungen mit einem dicken Pb-Target erhalten wurden (13). Auffallend beim Vergleich der Uran- und der Bleispektren ist, daß die Uranspektren deutlich weicher verlaufen, als die entsprechenden Bleispektren.

### 5.3 Totale Neutronenausbeute pro einfallendem Proton

Aus den gemessenen Spektren konnte die Gesamtzahl der aus dem Target emittierten Neutronen pro einfallendem Proton berechnet werden. Dazu wurden die differentiellen Neutronenausbeuten über alle Energien und die gesamte Targetoberfläche integriert. Aus den so für die drei gemessenen Winkel er-

haltenen totalen Neutronenausbeuten wurde der Mittelwert errechnet und über alle Raumwinkel integriert. Als Ergebnis wurden auf diese Weise für alle Neutronen, die vom Target mit Energien größer als 1.5 MeV emittiert wurden, 15.8 n/p erhalten.

Um eine Abschätzung des Anteils der emittierten Neutronen mit Energien  $< 1.5$  MeV zu erhalten, wurden die Ausbeuten in einer Lethargiedarstellung (Figur 17) aufgezzeichnet, die unterhalb der Energieschwelle der Spektren eine einigermaßen verlässliche Extrapolation der Funktion zu niedrigeren Energien ermöglicht, weil die Form und der Verlauf einer solchen Funktion aus anderen Messungen bekannt ist. Da die Fläche unter der Lethargiekurve die integrierte Neutronenausbeute repräsentiert, ergibt sich der Anteil der Neutronen  $< 1.5$  MeV durch den Anteil der Fläche unterhalb 1.5 MeV an der Gesamtfläche. Auf diese Weise wurde der niederenergetische Neutronenanteil auf 35 % der gesamten Neutronenausbeute geschätzt. Dies ergab eine Gesamtausbeute von 24.3 n/p für das verwendete Urantarget.

Der Wert von 24.3 n/p kann nur eine grobe Abschätzung der totalen Neutronenausbeute aus dem Target darstellen. So gibt die Annahme, daß der Mittelwert der Ausbeuten aus den 3 gemessenen Winkeln die mittlere Ausbeute für alle Raumwinkel darstellt, nur eine Näherung der tatsächlichen durchschnittlichen Winkelausbeute. Ebenso kann nur bedingt von der Neutronenausbeute aus dem 4 cm hohen zentralen Targetbereich, wie sie für die Spektren in Figur 27 berechnet wurden, auf die Neutronenausbeute aus anderen Targetbereichen geschlossen werden. Die Notwendigkeit der Extrapolation des Spektrums in der Lethargiedarstellung für Energien kleiner als die Meßschwelle ergibt ebenfalls eine Unsicherheit, die mit  $\sim 5$  % geschätzt werden kann.

Dennoch stimmt der berechnete Wert von 24.3 n/p gut mit den Werten überein, die von Fraser et al. (2), (3) durch Messung der Aktivierung von Cu und Au Folien, die in einem großen, das Urantarget umgebenden Wassertank angebracht waren, erhalten wurden, ebenso wie mit theoretisch berechneten Werten für dicke Urantargets (Barashenkov et al. (21), Fullwood et al. (6)).

Ein Vergleich der Gesamtausbeute an Neutronen aus dem Urantarget mit der Ausbeute, die für die parallel zu den Uranmessungen durchgeführten Messungen mit einem dicken Pb-Target errechnet wurde und 12.2 n/p betrug (13), zeigt eine etwa um den Faktor 2 höhere Neutronenausbeute aus dem Uran gegenüber Blei. Auch diese Zahl wird durch die Resultate von Fraser et al. (2) bestätigt.

Aus den integrierten Spektren lassen sich für Neutronen, die mit Energien größer als 1.5 MeV emittiert werden, für die einzelnen Winkel folgende mittleren Energien errechnen:

$E_n$ :	7.7 MeV	bei	150°
	14.5 MeV	bei	90°
	48.5 MeV	bei	30°

Nimmt man den Wert bei 90° als wahrscheinlichste kinetische Energie aller Neutronen an, so läßt sich mit den errechneten 15.8 n/p eine Energie von etwa 230 MeV abschätzen, die pro mit 590 MeV einfallendem Proton von den beim Spallationsprozeß emittierten Neutronen aus dem Target in Form von kinetischer Energie weggetragen werden.

#### 5.4 Spektren geladener Sekundärteilchen

Neben den Neutronenspektren wurden auch die bei der Spallationsreaktion entstehenden geladenen Sekundärteilchen gemessen. Die aus den Meßdaten bestimmten Flüsse der sekundären Protonen und Deuteronen sind in Figur 28 bis 33 abhängig von der Targettiefe und dem Meßwinkel dargestellt. Die beobachteten Ausbeuten an Pionen, die im Target erzeugt wurden, sind in Figur 34 bis 36 aufgetragen.

Außer Protonen, Deuteronen und Pionen konnten in den analysierten Daten keine weiteren Teilchen beobachtet werden, obwohl bei den gleichzeitig durchgeführten Messungen mit dünnen Targets auch Tritonen und teilweise Alphateilchen nachgewiesen wurden (41). Bei dicken Targets muß jedoch berücksichtigt werden, daß geladene Teilchen einen Teil ihrer kinetischen Energie durch Ionisation im Target wieder abgeben. Diese Energieverluste im Targetmaterial steigen mit zunehmender Masse und Ladung an. Für geladene Teilchen, die in der Targetmitte erzeugt werden, lassen sich folgende Energiegrenzen errechnen, unterhalb derer die Teilchen bei einem Emissionswinkel von  $90^\circ$  zum Primärprotonenstrahl im Urantarget stecken bleiben: Pionen 155 MeV, Protonen 276 MeV, Deuteronen 359 MeV, Tritonen 423 MeV und  $\alpha$ -Teilchen 484 MeV. Trotz der Aufweitung des Protonenstrahls im Target und dem Entstehen der internuklearen Kaskade mit der damit verbundenen Möglichkeit der Produktion von Sekundärteilchen in Zonen näher an der Targetoberfläche, ist die Wahrscheinlichkeit für die schwereren Teilchen gering, mit einer derart hohen Energie emittiert zu werden, wie sie notwendig ist, um aus dem Urantarget zu entkommen.

Die untere Nachweisgrenze ist bei geladenen Teilchen vorallem durch den Antizähler bestimmt. Die Energie eines vom Target emittierten Teilchens muß, um vom Hauptdetektor

registriert zu werden, so groß sein, daß die Ionisationsverluste in der Luft, im Material des Antizählers und in der den Flüssigkeitsszintillator abschließenden Glasschicht kompensiert werden. Rechnungen ergaben für einen Antizähler der Dicke von 0.2 cm, wie er im Experiment benutzt wurde, und eine Glasdicke von 0.3 cm für Protonen eine Nachweisgrenze von 38.5 MeV, für Deuteronen 52.1 MeV und für Pionen 16.8 MeV. Diese Werte wurden durch die analysierten Daten bestätigt.

Die höheren Energieverluste durch Ionisation im Uran im Vergleich zum Blei sind der Grund, daß die Flüsse sekundärer Protonen aus dem Target niedriger sind als die vergleichbaren Protonenflüsse aus einem Bleitarget (13). Die Reichweite eines Protons mit einer kinetischen Energie von 100 MeV beträgt zum Beispiel in Uran 0.93 cm, in Blei 1.48 cm.

Ähnlich den differentiellen Neutronenspektren für Energien  $> 20$  MeV zeigen die Protonenspektren für den Emissionswinkel von  $150^\circ$  den stärksten Abfall. Bei den  $30^\circ$  Spektren ist bei Energien  $> 100$  MeV sogar ein Anstieg des Flusses zu beobachten. Für den  $30^\circ$  Winkel konnten nur die Daten für die beiden kürzesten Eindringtiefen von 2.5 cm und 7.5 cm ausgewertet werden, da für die übrigen vier Meßpositionen ein Fehler bei der Aufzeichnung der Untergrundmessungen die Auswertung dieser Daten unmöglich machte. Ebenso war die Unbrauchbarkeit eines Datenbandes der Grund, daß für  $150^\circ$  die Messungen für die beiden ersten Uranblocks nicht ausgewertet konnten.

Auffallend ist bei den  $30^\circ$  Spektren der relativ niedrige Anteil an Deuteronen, der bei 7.5 cm Eindringtiefe bereits drastisch reduziert ist. Bei den Spektren für die unter  $150^\circ$  und  $90^\circ$  emittierten Teilchen liegen die energieabhängigen Ausbeuten an Deuteronen etwa konstant eine Größenordnung unter den entsprechenden Protonenausbeuten.

Für den  $90^\circ$  Winkel konnten analog zu den Neutronenspektren die integralen Ausbeuten an geladenen Teilchen bestimmt werden. Figur 37 zeigt die über alle Energien größer als die Nachweisgrenze (40 MeV) integrierten Ausbeuten an sekundären Protonen abhängig von der Eindringtiefe der Primärprotonen in das Target. Die totale Ausbeute an sekundären Protonen, Pionen und Deuteronen, die aus einem 4 cm hohen und 30 cm langen zentralen Streifen der Targetoberfläche emittiert werden, ist in Figur 38 dargestellt.

Besondere Schwierigkeiten waren bei der Analyse der Pionenspektren zu überwinden. Wie in Figur 14 zu sehen ist, überschneiden sich die Kurven von Pionen und Protonen im Impulshöhen/Flugzeitspektrum, besonders wenn man die Verbreiterung der Impulse berücksichtigt. Es war deshalb oft schwierig, Protonen mit Energien höher als etwa 150 MeV von den Pionen mit den diesen Protonenenergien entsprechenden Flugzeiten eindeutig zu separieren. Entsprechend müssen für die Pionenspektren - vor allem im Bereich niedriger Energien - größere Fehler aus dieser Unsicherheit berücksichtigt werden, die zwischen 20 - 40 % liegen können.

Ein Vergleich der erhaltenen Pionenspektren für die drei Meßwinkel zeigt für die Vorwärts- und Rückwärtsrichtung höhere Flüsse als bei der Emission unter  $90^\circ$ . Diese höheren Ausbeuten für die Produktion von Pionen in Richtung des Protonenstrahls und in Gegenrichtung stimmt mit der von Lindenbaum und Sternheimer (24) berechneten Vorwärts-Rückwärtsdominanz der Pionenproduktion überein.

Die maximalen Pionenausbeuten liegen zu kleineren Winkeln hin bei höheren Pionenenergien ( $\sim 35$  MeV bei

$150^\circ$ ,  $\sim 45$  MeV bei  $90^\circ$  und  $\sim 60$  MeV bei  $30^\circ$ ). Dieses Verhalten entspricht den Ergebnissen die Crawford et al. (46), die bei Messungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Pionenproduktion bei der Streuung von 590 MeV Protonen an verschiedenen Targetkernen ( $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ , Be, C, O, Al, Ni, Cu, Mo, Pb) ebenfalls für die Winkel nahe der Strahlrichtung die Maxima der Spektren bei den relativ zu anderen Winkeln höchsten Pionenenergien erhielten. Daß die Maxima bei Crawford et al. im Vergleich zu den entsprechenden Spektren dieser Arbeit bei wesentlich höheren Pionenenergien liegen, wird verständlich, wenn man für das dicke Urantarget wieder starke Energieverluste der produzierten Pionen durch Ionisation im Targetmaterial berücksichtigt.

Eine Abschätzung der gesamten pro einfallendem Strahlproton produzierten Zahl an geladenen Teilchen, wie sie in Kapitel 5.3 für Neutronen durchgeführt wurde, ist mit den Ergebnissen dieser Messungen nicht möglich. Erstens muß berücksichtigt werden, daß wegen der kurzen Reichweite geladener Teilchen in einem dicken Urantarget nur solche Sekundärteilchen das Target verlassen können, die eine hohe kinetische Energie aufweisen. Von den aus dem Target emittierten Teilchen wiederum konnten zweitens nur die geladenen Spallationsprodukte erfaßt werden, die beim Verlassen der Targetoberfläche noch eine genügend hohe Energie haben, um im Antizähler nicht absorbiert zu werden und den Flüssigkeitszähler zu erreichen.

## 5.5 Diskussion der Fehler

Die Energieauflösung der erhaltenen Spektren wird bei der in diesem Experiment angewendeten Meßmethode durch zwei Faktoren bestimmt. zum einen trug das Zeitliche Auflösungsvermögen des Systems zum Fehler  $\Delta E$  bei der Berechnung der Energie bei. Der zweite wesentliche Beitrag zu  $\Delta E$  kommt von der Unsicherheit bei der Flugwegangabe. Diese Flugwegunsicherheit ist durch die Breite des Protonenstrahls vom Beschleuniger sowie der Ausdehnung des verwendeten Flüssigkeitsdetektors bestimmt.

Die Zeitauflösung  $\Delta t$  des Systems, die aus der Breite des Gammapeaks bestimmt wurde, beträgt bei niedrigen Energien 1 ns.  $\Delta t$  verringert sich mit zunehmender Teilchenenergie etwas und beträgt bei Energien  $>10$  MeV 0.5 ns. Da bei niedrigen Energien  $\Delta E$  hauptsächlich von der Flugwegunsicherheit  $\Delta s$  bestimmt wird und erst bei hohen Energien  $\Delta t$  entscheidend zu  $\Delta E$  beiträgt, wurde bei der Abschätzung von  $\Delta E$  die Zeitauflösung mit 0.5 ns angesetzt.

Die Flugwegunsicherheit ergibt sich aus der Breite des Detektors (3 cm) und dem Durchmesser des Protonenstrahls (2 cm). Bei der Strahlbreite muß allerdings berücksichtigt werden, daß mit zunehmender Eindringtiefe in das Target der Strahl sich aufweitet. Wenn man annimmt, daß der Strahl im ersten Uranblock nur geringfügig aufgeweitet wird, im letzten gemessenen Uranblock bei einer Eindringtiefe von etwa 30 cm sich jedoch über die ganze Targetbreite (10 cm) aufgeweitet hat, so ergibt sich ein  $\Delta s$ , das zwischen den Extremen von 2,5 cm und 6,5 cm liegt für die verschiedenen gemessenen Targettiefen. Für die Messungen der unter  $150^\circ$  und  $30^\circ$  emittierten Teilchen muß ein größeres  $\Delta s$  angenommen werden, da hier der Flugweg im Target doppelt so lang ist wie für die unter  $90^\circ$  emittierten Teilchen.  $\Delta s$  liegt hier zwischen 3.5 und 11.5 cm.

In Tabelle 1 und 2 ist  $\Delta E/E$ , das für 9 verschiedene Energien berechnet wurde, für alle benutzten Flugwege und für die beiden Extremwerte des Strahldurchmessers angegeben.

Die Unsicherheit der Werte für die erhaltenen Neutronenausbeuten wird von verschiedenen Komponenten bestimmt. Der statistische Fehler beträgt durchschnittlich etwa 1 %. Für die hohen Produktionsraten bei kurzen Eindringtiefen des Protonenstrahls in das Target liegt er weit unter 1 %, bei den Spektren für größere Eindringtiefen, bei denen die Ausbeuten stark vermindert sind, kann die statistische Unsicherheit etwas über 1 % liegen. Im schlechtesten Fall, der Targettiefe von 27.5 cm und hohen Energien, könnte der statistische Fehler bis zu 10 % der Neutronenausbeute betragen. In den Spektren sind die statistischen Fehler durch Fehlerbalken gekennzeichnet. In der Regel liegen diese Fehler jedoch in der Größenordnung der verwendeten Zeichen.

Der Fehler, der durch die benutzte Entfaltungsmethode in die erhaltenen Werte eingeht, konnte durch Anwendung der Entfaltungsmethode auf ein genau bekanntes Spektrum, das die gleiche Form wie die Neutronenimpulshöhenspektren aufwies, auf 2 % abgeschätzt werden. Der Fehler bei der Entfaltung der Spektren hängt jedoch stark davon ab, wieviel Überlappungen im Spektrum auftreten und wie groß die Ausbeute an Neutronen ist. Im ungünstigsten Fall, bei vierfacher Überlappung im Impulshöhenspektrum und größter Eindringtiefe von 27 cm, muß mit einer Ungenauigkeit bis 10 % gerechnet werden.

Die mit dem Code von Cecil et al. (35) bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeiten werden vom Autor des Codes nach Vergleich mit Meßergebnissen auf maximal 5 % geschätzt.

Nur im Energiebereich nahe der Detektorschwelle können Fehler bis zu 10 % auftreten. Auch der Vergleich der mit dem Code berechneten Werte für hohe Energien mit einer Messung für diesen Energiebereich, der von Cierjacks et al. (37) durchgeführt wurde, zeigt Abweichungen nur im Bereich von 5 - 10 %.

Aus der Normierung resultiert ein Fehler, der mit 3 % angenommen werden kann. Dieser Normierungsfehler ergibt sich aus der Ungenauigkeit bei der Messung der gesamten Strahlprotonen, die mit etwa 2 % angegeben werden kann. Die Berechnung der Computertotzeitkorrektur bringt eine Unsicherheit von 1 %.

Damit ergibt sich für die Neutronenausbeuten insgesamt ein durchschnittlicher Fehler von 11 %.

Für die Ausbeuten geladener Sekundärteilchen liegt der statistische Fehler höher als für die Neutronenausbeuten. Für Protonen beläuft sich der durchschnittliche statistische Fehler auf 2 %, für Deuteronen liegt er wesentlich höher und kann im ungünstigsten Fall bis zu 40 % betragen. Die statistischen Fehler für Pionen liegen durchschnittlich in der Größenordnung des für Protonen angegebenen Fehlers. Die in den Spektren eingezeichneten Fehlerbalken geben wieder die statistischen Fehler an.

Für Protonen muß im Bereich höherer Energien ( $> 150$  MeV) noch ein Fehler in Rechnung gestellt werden, der durch die Unsicherheit bei der Separation der Pionenereignisse auftritt. Diese Unsicherheit kann bis zu 20 %, in besonders ungünstigen Fällen bis zu 30 % betragen.

Der Fehler durch die Probleme bei der Identifikation der Teilchen in den Bereichen hoher Energien bei den Protonenspektren muß auch bei Pionenenergien, die diesen Protonenenergien im Flugzeitspektrum entsprechen, berücksichtigt werden

Die Unsicherheit im niederenergetischen Teil der Pionenspektren kann bis zu 40 % betragen. Bei Pionenenergien  $> 60$  MeV, die Protonenenergien  $> 400$  MeV mit der gleichen Flugzeit entsprechen, werden eindeutig nur noch Pionen im Flugzeitspektrum erhalten und der Fehler aus der Separationsunsicherheit entfällt in diesem Energiebereich.

Werden die Normierungsfehler wie bei Neutronen mit 3 % angenommen, so kann ein Gesamtfehler für die Ausbeute an sekundären Protonen von 5 % angegeben werden, der allerdings nur für Energien  $< 150$  MeV gilt.

## 5.6 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden erstmals die differentiellen Neutronenausbeuten aus einem dicken Urantarget in Abhängigkeit von der Eindringtiefe der Primärprotonen des Beschleunigerstrahls gemessen und bestimmt. Die für die 3 Winkel von  $30^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $150^\circ$  durchgeführten Messungen unterscheiden sich dadurch gegenüber älteren Experimenten, bei denen differentielle Neutronenemissionsspektren entweder für dünne Targets (Dicke einige mm) oder als Mittelwert über die gesamte Targetlänge bestimmt wurden. Die Neutronenausbeuten konnten mit einer Genauigkeit von durchschnittlich  $\pm 11\%$  angegeben werden.

Aus den tiefenabhängigen Einzelspektren ließen sich die differentiellen Ausbeuten aus dem gesamten bei der Messung erfaßten Targetbereich von 30 cm Länge errechnen, die mit älteren Messungen verglichen wurden. Die für die 3 gemessenen Winkel erhaltenen Neutronenausbeuten für das gesamte Target zeigen dabei im Rahmen der Vergleichbarkeit gegenüber den Messungen von Madey und Waterman (5) sowie Veaser et al. (4) gute Übereinstimmung sowohl bezüglich des Verlaufs der Spektren als auch bezüglich der erhaltenen Neutronenausbeuten.

Eine Abschätzung der totalen Ausbeute an Neutronen pro einfallendem Proton aus dem gesamten Urantarget ergab den Wert von 24.3 n/p. Dieser aus der Messung der differentiellen Spektren erhaltene Wert stimmt im Rahmen der Meßgenauigkeit mit den von Fraser et al. (2) für thermalisierte Neutronen gemessenen sowie den durch Rechnungen mit den bekannten Transportcodes (6), (31) erhaltenen Ergebnissen überein.

Die für Uran bestimmte Gesamtzahl der Neutronen pro Proton liegt um den Faktor zwei höher als der ent-

sprechende Wert für Blei, der früher von Cierjacks und Mitarbeitern (13) ebenfalls am SIN gemessen wurde. Dies zeigt, daß Uran bezüglich der totalen Ausbeute an Neutronen das bevorzugte Targetmaterial für eine Spallationsneutronenquelle wäre.

In dieser Arbeit wurden auch zum ersten Mal die Ausbeuten an geladenen Sekundärteilchen aus einem dicken Urantarget bestimmt. Im einzelnen wurden tiefenabhängige Ausbeuten von sekundären Protonen, Deuteronen und Pionen unter denselben Emissionswinkeln von  $30^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $150^\circ$  gemessen.

Unter den geladenen Teilchen ergaben die sekundären Protonen erwartungsgemäß die relativ höchsten Ausbeuten, während der Anteil an emittierten Deuteronen mehr als eine Größenordnung unter der Ausbeute an Protonen liegt. Ein bemerkenswert hoher Anteil an Pionen wurde in Vorwärtsrichtung unter  $30^\circ$  und geringer Eindringtiefe der Primärprotonen in das Urantarget beobachtet. Allerdings liegt der Fehler bei der Bestimmung der Ausbeuten an Pionen mit durchschnittlich 10 - 40 % wesentlich höher als bei der Ermittlung der übrigen geladenen Sekundärteilchen, der mit 5 - 10 % angenommen werden kann.

Im Vergleich zu den Neutronenausbeuten sind die erhaltenen Protonenausbeuten niedrig und zeigen damit, daß ein großer Anteil der bei der Spallation erzeugten Protonen im ausgedehnten Target absorbiert wird. Durch die Abgabe ihrer kinetischen Energie im Target tragen die geladenen Sekundärteilchen zu einer Aufheizung des Targetmaterials bei, die bei der Verwendung von Uran als Targetmaterial für eine Spallationsneutronenquelle berücksichtigt werden muß. Hochenergetische Protonen mit sehr großen Reichweiten können auch für den Bau einer kalten Quelle in unmittelbarer Nähe des Primärtargets problematisch sein, da diese unter Umständen sehr hohe Wärmeleistungen im Kryostaten deponieren.

ANHANG

Beschreibung des Programmsystems zur Analyse der  
Meßdaten

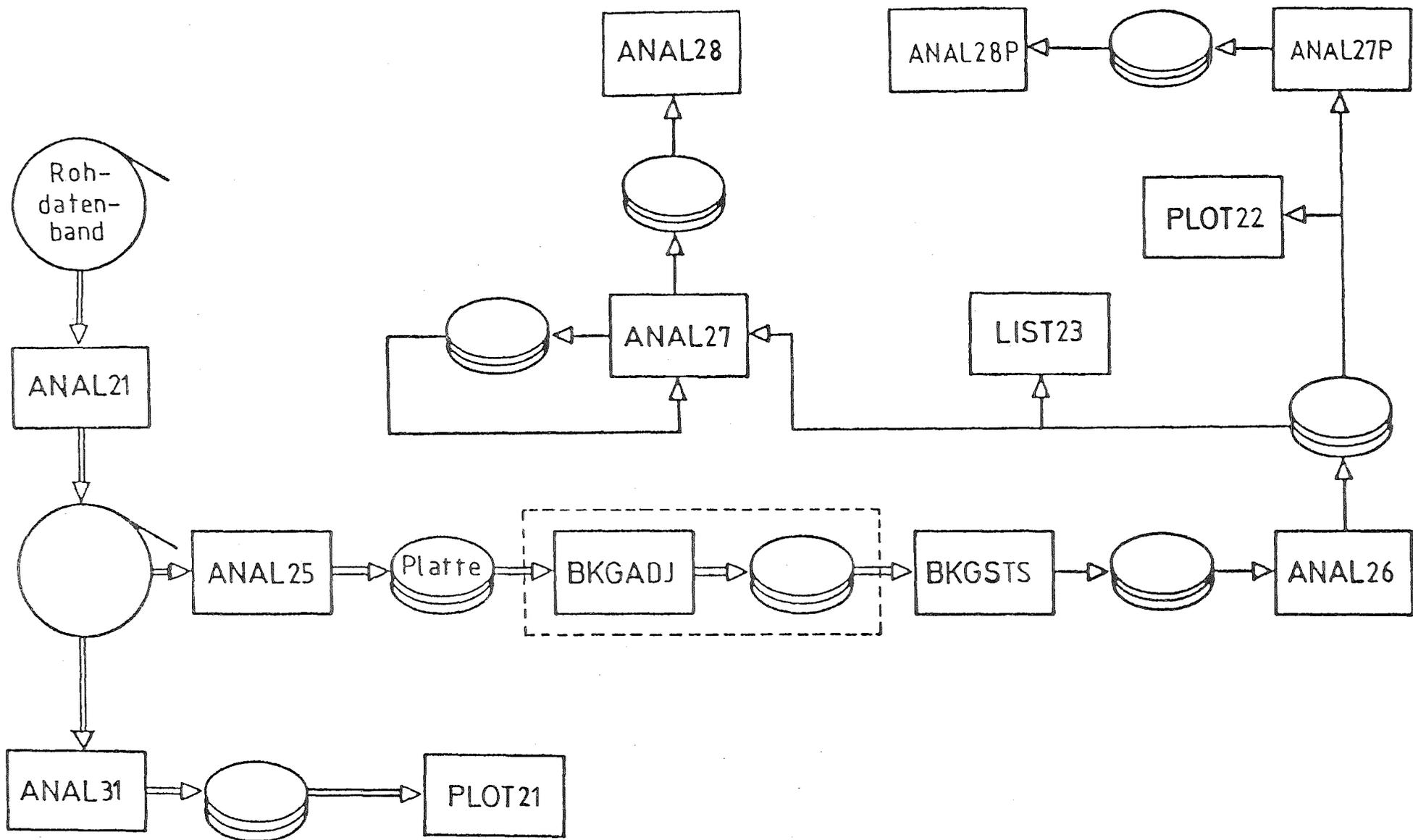
Im folgenden wird das Programmsystem, das in Figur 3 in Form eines Flußdiagramms dargestellt ist, kurz beschrieben und die einzelnen Elemente des Systems und deren Aufgabe bei der Auswertung der Rohdaten erläutert. Während der Messungen am SIN wurden die gemessenen 4 Parameter zu einem Ereignis von einem PDP 11/60 Rechner on-line verarbeitet und auf Magnetband abgespeichert. Mittels der nachfolgend beschriebenen Programme wurden die Daten dann in der IBM-Großrechenanlage des Kernforschungszentrums Karlsruhe ausgewertet.

- ANAL21 - Dieses Programm überträgt die während des Experiments auf einem 800 bpi Band aufgezeichneten Daten auf ein 6250 bpi Standardband, das die weitere Verarbeitung der Daten im Rechenzentrum des Kernforschungszentrums ermöglicht. Außerdem werden von dem Programm unvernünftige Ereignisse (Ereignisse bei denen entweder beide Impulshöhenparameter - ADC1 und ADC2 - Null sind oder die Daten nicht im Bereich der 1024 ADC-Kanäle liegen) verworfen und ausgesondert, sowie eine Statistik erstellt, in der die Gesamtzahl der Ereignisse, die Zahl der verworfenen Ereignisse sowie die Zahl der Ereignisse in den Kanälen 0 und 1023 der einzelnen ADCs aufgeführt wird.
- ANAL31 - Entsprechend der Ereignis für Ereignis aufgezeichneten vierparametrischen Daten werden von diesem Programm 4 Spektren erzeugt und ausgedruckt, in denen die Zahl der Ereignisse pro ADC-Kanal angegeben ist. Die vier eindimensionalen Spektren zu den 4 verwendeten ADCs werden auf Platte abgespeichert. Aus den Rohdaten werden außerdem zweidimensionale Spektren erzeugt, in denen die Zahl der Ereignisse pro Messung in Abhängigkeit von ADC1 bzw. ADC2

(Impulshöhen) und ADC3 (PSD-Zeit) sowie ADC4 (Flugzeit) gegeben ist. Diese Spektren werden als zweidimensionale Gitter ausgedruckt, in denen die Funktionswerte von ADC1/ADC3, ADC1/ADC4, ADC2/ADC3 sowie ADC2/ADC4 entweder als Zahlen wiedergegeben oder durch Zeichen symbolisiert werden.

- PLOT21 - Stellt die 4 eindimensionalen Spektren zu jedem ADC graphisch dar unter Verwendung des Xynetics-Plotters, der im Rechenzentrum des Kernforschungszentrums Karlsruhe zur Verfügung steht
- ANAL25 - Dieses Programm ordnet wieder die Ereignisse in zweidimensionale Spektren, in denen die Ereignisse abhängig von Impulshöhe und Flugzeit eingeordnet werden. Dabei werden alle Ereignisse verworfen, die im Bereich des Gammapeaks des ADC1/ADC3 bzw. ADC2/ADC3 Spektrums liegen. Die Lage des Gammapeaks kann dabei aus der entsprechenden mit Anal31 erzeugten Darstellung entnommen werden.
- BKGADJ - Falls die Lage des Flugzeitbereichs in ADC4 für die Untergrundmessung von der der zugehörigen Vordergrundmessung abweicht, kann durch dieses Programm der Zeitbereich der beiden zusammengehörigen Messungen einander angepaßt werden.
- BKGSTS - Subtrahiert von den durch Anal25 erzeugten zweidimensionalen Spektren die entsprechenden Spektren der Untergrundmessung, die mit dem errechneten Anpassungsfaktor multipliziert worden sind.
- ANAL26 - Dieses Programm faßt ADC4-Kanäle zu Flugzeitintervallen zusammen und liefert zu jedem Flugzeitintervall das entsprechende Impulshöhenspektrum. Zu den Flugzeitintervallen wird die zugehörige Energie berechnet.
- LIST23 - Druckt die Impulshöhenspektren zu den einzelnen Flugzeitintervallen aus.
- PLOT22 - Ermöglicht eine graphische Darstellung der Impulshöhenspektren auf einem Plotter des Rechenzentrums des KfK.

- ANAL27 - Die durch Anal26 erzeugten Impulshöhenspektren zu den Flugzeitintervallen für Neutronen können mit Hilfe dieses Programms entfaltet werden. Dabei werden die Werte innerhalb eines Intervalls des Impulshöhenspektrums zur Bestimmung eines linearen Fits nach der Methode der kleinsten Quadrate benutzt. Der zur höchsten Energie des Flugzeitintervalls gehörige Anteil des Spektrums wird so vom übrigen Spektrum getrennt. Das verbleibende Spektrum wird auf Platte abgespeichert und kann auf dieselbe Weise vom Programm weiter entfaltet werden. Die so ermittelten Ausbeuten pro Energie werden ebenfalls auf Platte abgespeichert.
- ANAL28 - Mit diesem Programm werden die erhaltenen Ausbeuten normiert. Außerdem werden die Korrekturen für die Ansprechwahrscheinlichkeit und die Computertotzeit vorgenommen. Nach der Korrektur der Werte für die Energieauflösung des Systems nach der Methode der zweiten Ableitung druckt das Programm zu den entsprechenden Energien die korrigierten und normierten Neutronenausbeuten aus.
- ANAL27P - Dieses Programm dient zur Analyse der Impulshöhenspektren für geladene Teilchen.
- ANAL28P - Normiert und korrigiert die mit Anal27P errechneten Ausbeuten. Außerdem errechnet das Programm korrigierte Energien zu den gegebenen Flugzeiten, bei denen Energieverluste in der Luft und im Anitzähler berücksichtigt werden.



Figur 3 - Flußdiagramm des Programmsystems zur Analyse der Meßdaten.

LITERATURVERZEICHNIS

- 1) SNQ - Realisierungsstudie zur Spallations-Neutronenquelle, Arbeitsgemeinschaft zur Spallations-Neutronenquelle (KFA-Jülich u. KfK Karlsruhe), KfK 3175, Jül-Spez-113, Teil I, (Juni 1981).
- 2) J.S. Fraser, R.E. Green, J.W. Hilborn, J.C.D. Milton, W.A. Gibson, E.E. Gross und A. Zucker, Phys. in Can., 21, 17 (1965).
- 3) G.A. Bartholomew und P.R. Tunnicliffe (Eds.), AECL-2600, VII, 12, Chalk River, (1966).
- 4) L.R. Veaser, R.R. Fullwood, A.A. Robba und E.R. Shunk, Nucl. Instr. Meth. 117, 509 (1974).
- 5) R. Madey und F.M. Waterman, Phys. Rev. C8, 2412 (1973).
- 6) R.R. Fullwood, J.D. Cramer, R.A. Haarman, R.P. Forrest, Tr. und R.G. Schrandt, LA-4789, Los Alamos Scientific Lab., (1972).
- 7) S.D. Howe, Dissertation, Kansas State University, (1980).
- 8) H.W. Bertini, Phys. Rev. 188, 1711 (1969).
- 9) K. Chen, Z. Fraenkel, G. Friedlander, J.R. Grouer, J.M. Miller und Y. Shimamoto, Phys. Rev. 166, 949 (1969).
- 10) V.S. Barashenkov and V.D. Toneev, Atomnaja Energija, 35, No.3, 163 (1973).
- 11) V.S. Barashenkov, H.W. Bertini, K. Chen, G. Friedlander, G.D. Harp, A.S. Iljinov, J.M. Miller und V.D. Toneev, Nucl. Phys. A187, 531 (1972).
- 12) K.C. Chandler and T.W. Armstrong, ORNL-4744, Oak Ridge Nat. Lab., (1972) and K.C. Chandler and T.W. Armstrong, Nucl. Sci. and Eng., 49, 110 (1972).

- 13) S. Cierjacks, M.T. Rainbow, M.T. Swinhoe und L.Buth, unveröffentlicher Bericht, (1980).
- 14) S. Cierjacks, S.D. Howe, U. Klein, M.T. Rainbow, F. Raupp, M.T. Swinhoe, KfK-Bericht, KfK 3129, (Februar 1981).
- 15) S. Cierjacks, M.T. Swinhoe, M.T. Rainbow, S.D. Howe, F. Raupp, L. Buth, G.S. Bauer und H. Spitzer, unveröffentlicher Bericht, (1980).
- 16) B.S.P. Shen und M. Merker (Eds.), "Spallation Nuclear Reactions and Their Applications", D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht, Holland (1976).
- 17) W.E. Crandall und G.P. Milburn, J. Appl. Phys. 29, 698 (1958).
- 18) T.W. Armstrong, "The Intranuclear-Cascade-Evaporation-Model", Kap. 20 in Computer Techniques in Radiation Transport and Dosimetry, W.R. Nelson und T.M. Jenkins (Eds.), Plenum Press, New York (1980).
- 19) E.K. Hyde, "Nuclear Properties of the Heavy Elements III", 307 ff, Prentice Hall Inc., New Jersey, (1964).
- 20) R. Serber, Phys. Rev. 72, 1114 (1947).
- 21) V. Weisskopf, Phys. Rev. 52, 295 (1937).
- 22) Hofstadter, Rev. Mod. Phys. 28, 214 (1956).
- 23) N. Bohr, Nature 137, 344 (1936).
- 24) S.J. Lindenbaum und R.M. Sternheimer, Phys. Rev. 105, 1874 (1957).
- 25) K.J. LeCouteur, Proc. Phys. Soc. (London) A63, 259 (1950).

- 26) R.L. Hahn und H.W. Bertini, Phys. Rev. C6, 660 (1972).
- 27) T.W. Armstrong, "Introduction to Hadronic Cascades", Kap. 18 in Computer Techniques in Radiation Transport and Dosimetry, W.R. Nelson und T.M. Jenkins (Eds.), Plenum Press, New York (1980).
- 28) T.W. Armstrong und D. Filges, Proc. of the 5th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS V), Jülich, (22.-26. Juni 1981).
- 29) T.W. Armstrong, "The HETC Hadronic Cascade Code", Kap. 23 in Computer Techniques in Radiation Transport and Dosimetry, W.R. Nelson und T.M. Jenkins (Eds.), Plenum Press, New York (1980).
- 30) T.W. Armstrong, R.G. Alsmiller, K.C. Chander und B.L. Bishop, Nucl. Sci. Eng., 49, 82 (1972).
- 31) V.S. Barashenkov, N.M. Sobolevski und V.D. Toneev, Atomnaja Energija 32, No.3, 217 (1972).
- 32) P. Sperr, H.Spieler und M.R. Maier, Nucl. Instr. a. Meth., 116, 55 (1974).
- 33) F.T. Kuchnir und F.J. Lynch, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15, No.3, 107 (1968).
- 34) M.T. Rainbow und S. Cierjacks, unveröffentlicher Bericht, (1981).
- 35) R.A. Cecil, B.D. Anderson und R. Madey, Nucl. Instr. Meth. 161, 439 (1979).
- 36) N.R. Stanton, Report COO-1545-92, Ohio State Univ. (1971).
- 37) S. Cierjacks, M.T. Swinhoe, L. Buth, S.D. Howe, F. Raupp, H. Schmitt und L. Lehmann, Nucl. Instr. Meth. 192, 407 (1982).

- 38) H.W. Schmitt, W.E. Kiker und C.W. Williams, Phys. Rev. 137 B, 837 (1965).
- 39) C. Williamson und J.P. Boujot, "Tables of Range and Rate of Charged Particles of Energy 0.5 to 150 MeV", Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, (1962).
- 40) Studies in Penetration of Charged Particles in Matter, Publication 1133, Nat. Acad. of Sci. - Nat. Res. Council, Washington, (1964).
- 41) S.D. Howe, S. Cierjacks, Y. Hino, M.T. Rainbow, F. Raupp, M.T. Swinhoe und L. Buth, Proc. of the 5th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS V), Jülich, (22.-26. Juni 1981).
- 42) S. Cierjacks, M.T. Rainbow, M.T. Swinhoe und L. Buth, KfK-Bericht, KfK 3097 B, (Dezember 1980).
- 43) S. Cierjacks, F. Raupp, S.D. Howe, Y. Hino, M.T. Swinhoe, M.T. Rainbow und L. Buth, Proc. of the 5th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS V), Jülich, (22.-26. Juni 1981).
- 44) D. Filges, P. Cloth, R.D. Neef und G. Sterzenbacher, Contr. to Spallation Source Meeting, Bad Königstein, (18.-20. März 1980).
- 45) B.J. Russell, P.W. Lisowski und N.S.P. King, Int. Conf. on Neutron Physics and Nucl. Data for Reactors and Other Purposes, Harwell, England (1978).
- 46) J.F. Crawford, M. Daum, G.H. Eaton, R. Frosch, H. Hirschmann, R. Horisberger, J.W. McCulloch und E. Steiner, R. Hausmann, R. Hess und D. Werren, Phys. Rev. C22, 1184 (1980).

Tabelle 1: Energieauflösung bei den Flugzeitmessungen.  
(Protonenstrahl im Target noch nicht aufgeweitet.)

Zeitauflösung  $\Delta t = 0.5$  ns

s = Flugweg,  $\Delta s$  = Flugwegunsicherheit

		Energieauflösung $\Delta E/E$ (%)		
Energie (MeV)	s = 120.1 cm $\Delta s = 2.5$ cm	s = 121.2 cm $\Delta s = 3.5$ cm	s = 151.7 cm $\Delta s = 3.5$ cm	
1	5.3	6.9	5.5	
5	6.8	8.4	6.7	
10	7.9	9.5	7.6	
20	9.5	11.1	8.9	
50	13.0	14.6	11.7	
100	17.3	19.1	15.2	
200	24.5	26.5	21.2	
350	34.6	37.0	29.5	
500	44.7	47.5	38.0	
Energie (MeV)	s = 156.6 cm $\Delta s = 2.5$ cm	s = 168.0 cm $\Delta s = 3.5$ cm	s = 168.8 cm $\Delta s = 3.5$ cm	
1	4.1	5.0	5.0	
5	5.2	6.0	6.0	
10	6.0	6.8	6.8	
20	7.3	8.0	8.0	
50	10.0	10.5	10.5	
100	13.3	13.7	13.7	
200	18.8	19.1	19.0	
350	26.5	26.7	26.5	
500	34.3	34.3	34.1	

Tabelle 2: Energieauflösung bei den Flugzeitmessungen.  
 (Protonenstrahl über die ganze Breite des Targets  
 aufgeweitet.)

Zeitauflösung  $\Delta t = 0.5 \text{ ns}$

$s = \text{Flugweg}$ ,  $\Delta s = \text{Flugwegunsicherheit}$

Energieauflösung $\Delta E/E$ (%)			
Energie (MeV)	$s = 120.1 \text{ cm}$ $\Delta s = 6.5 \text{ cm}$	$s = 121.2 \text{ cm}$ $\Delta s = 11.5 \text{ cm}$	$s = 151.7 \text{ cm}$ $\Delta s = 11.5 \text{ cm}$
1	12.0	20.1	16.1
5	13.5	21.7	17.3
10	14.7	22.9	18.3
20	16.4	24.8	19.8
50	20.2	28.9	23.1
100	25.0	34.4	27.5
200	33.5	44.2	35.3
350	45.4	58.5	46.7
500	57.7	73.2	58.4
Energie (MeV)	$s = 156.6 \text{ cm}$ $\Delta s = 6.5 \text{ cm}$	$s = 168.0 \text{ cm}$ $\Delta s = 11.5 \text{ cm}$	$s = 168.8 \text{ cm}$ $\Delta s = 11.5 \text{ cm}$
1	9.2	14.5	14.5
5	10.3	15.6	15.6
10	11.2	16.5	16.4
20	12.6	17.9	17.8
50	15.5	20.8	20.7
100	19.2	24.8	24.7
200	25.7	31.9	31.8
350	34.9	42.2	42.0
500	44.2	52.8	52.5

Tabelle 3: Differentielle Neutronenflüsse aus dem Urantarget.

Meßwinkel = 90°, Flugweg = 156.6 cm								Flugweg = 120.1 cm			
Targettiefe = 2.5 cm								Targettiefe = 7.5 cm			
$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\Delta E_1$ (MeV)	$\Phi_1^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\Delta E_1$ (MeV)	$\Phi_1^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\Delta E_1$ (MeV)	$\Phi_1^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )
0.65 - 0.75	0.7	0.1	1.36 x 10 <sup>-2</sup>	110. - 130.	120.0	20.0	9.68 x 10 <sup>-6</sup>	1.40 - 1.60	1.5	0.2	3.09 x 10 <sup>-3</sup>
0.75 - 0.85	0.8	0.1	1.33 x 10 <sup>-2</sup>	130. - 150.	140.0	20.0	5.67 x 10 <sup>-6</sup>	1.60 - 1.80	1.7	0.2	2.82 x 10 <sup>-3</sup>
0.85 - 0.95	0.9	0.1	1.29 x 10 <sup>-2</sup>	150. - 170.	160.0	20.0	4.22 x 10 <sup>-6</sup>	1.80 - 2.00	1.9	0.2	2.64 x 10 <sup>-3</sup>
0.95 - 1.05	1.0	0.1	1.26 x 10 <sup>-2</sup>	170. - 190.	180.0	20.0	2.33 x 10 <sup>-6</sup>	2.00 - 2.20	2.1	0.2	2.39 x 10 <sup>-3</sup>
1.05 - 1.20	1.125	0.15	1.15 x 10 <sup>-2</sup>	190. - 225.	207.5	35.0	1.55 x 10 <sup>-6</sup>	2.20 - 2.40	2.3	0.2	2.24 x 10 <sup>-3</sup>
1.20 - 1.40	1.3	0.2	1.01 x 10 <sup>-2</sup>	225. - 275.	250.0	50.0	9.58 x 10 <sup>-7</sup>	2.40 - 2.75	2.575	0.35	2.03 x 10 <sup>-3</sup>
1.40 - 1.60	1.5	0.2	8.24 x 10 <sup>-3</sup>					2.75 - 3.25	3.0	0.5	1.81 x 10 <sup>-3</sup>
1.60 - 1.80	1.7	0.2	7.00 x 10 <sup>-3</sup>					3.25 - 3.75	3.5	0.5	1.44 x 10 <sup>-3</sup>
1.80 - 2.00	1.9	0.2	5.98 x 10 <sup>-3</sup>					3.75 - 4.25	4.0	0.5	1.27 x 10 <sup>-3</sup>
2.00 - 2.20	2.1	0.2	5.15 x 10 <sup>-3</sup>					4.25 - 4.75	4.5	0.5	1.05 x 10 <sup>-3</sup>
2.20 - 2.40	2.3	0.2	4.53 x 10 <sup>-3</sup>					4.75 - 5.50	5.125	0.75	8.13 x 10 <sup>-4</sup>
2.40 - 2.75	2.575	0.35	4.32 x 10 <sup>-3</sup>					5.50 - 6.50	6.0	1.0	5.05 x 10 <sup>-4</sup>
2.75 - 3.25	3.0	0.5	3.49 x 10 <sup>-3</sup>					6.50 - 7.50	7.0	1.0	4.46 x 10 <sup>-4</sup>
3.25 - 3.75	3.5	0.5	2.89 x 10 <sup>-3</sup>					7.50 - 8.50	8.0	1.0	3.30 x 10 <sup>-4</sup>
3.75 - 4.25	4.0	0.5	2.26 x 10 <sup>-3</sup>					8.50 - 9.50	9.0	1.0	2.43 x 10 <sup>-4</sup>
4.25 - 4.75	4.5	0.5	1.94 x 10 <sup>-3</sup>					9.50 - 11.0	10.25	1.5	1.98 x 10 <sup>-4</sup>
4.75 - 5.50	5.125	0.75	1.64 x 10 <sup>-3</sup>					11.0 - 13.0	12.0	2.0	1.35 x 10 <sup>-4</sup>
5.50 - 6.50	6.0	1.0	1.19 x 10 <sup>-3</sup>					13.0 - 15.0	14.0	2.0	7.93 x 10 <sup>-5</sup>
6.50 - 7.50	7.0	1.0	8.24 x 10 <sup>-4</sup>					15.0 - 17.0	16.0	2.0	6.59 x 10 <sup>-5</sup>
7.50 - 8.50	8.0	1.0	6.38 x 10 <sup>-4</sup>					17.0 - 19.0	18.0	2.0	4.32 x 10 <sup>-5</sup>
8.50 - 9.50	9.0	1.0	4.74 x 10 <sup>-4</sup>					19.0 - 22.5	20.75	3.5	3.84 x 10 <sup>-5</sup>
9.50 - 11.0	10.25	1.5	3.20 x 10 <sup>-4</sup>					22.5 - 27.5	25.0	5.0	3.62 x 10 <sup>-5</sup>
11.0 - 13.0	12.0	2.0	2.02 x 10 <sup>-4</sup>					27.5 - 32.5	30.0	5.0	3.13 x 10 <sup>-5</sup>
13.0 - 15.0	14.0	2.0	1.16 x 10 <sup>-4</sup>					32.5 - 37.5	35.0	5.0	2.56 x 10 <sup>-5</sup>
15.0 - 17.0	16.0	2.0	1.02 x 10 <sup>-4</sup>					37.5 - 42.5	40.0	5.0	2.34 x 10 <sup>-5</sup>
17.0 - 19.0	18.0	2.0	7.52 x 10 <sup>-5</sup>					42.5 - 47.5	45.0	5.0	2.07 x 10 <sup>-5</sup>
19.0 - 22.5	20.75	3.5	6.59 x 10 <sup>-5</sup>					47.5 - 55.0	51.25	7.5	1.81 x 10 <sup>-5</sup>
22.5 - 27.5	25.0	5.0	5.77 x 10 <sup>-5</sup>					55.0 - 65.0	60.0	10.0	1.42 x 10 <sup>-5</sup>
27.5 - 32.5	30.0	5.0	5.36 x 10 <sup>-5</sup>					65.0 - 75.0	70.0	10.0	1.15 x 10 <sup>-5</sup>
32.5 - 37.5	35.0	5.0	4.93 x 10 <sup>-5</sup>					75.0 - 85.0	80.0	10.0	9.58 x 10 <sup>-6</sup>
37.5 - 42.5	40.0	5.0	4.63 x 10 <sup>-5</sup>					85.0 - 95.0	90.0	10.0	7.21 x 10 <sup>-6</sup>
42.5 - 47.5	45.0	5.0	4.32 x 10 <sup>-5</sup>					95.0 - 110.	102.5	15.0	5.86 x 10 <sup>-6</sup>
47.5 - 55.0	51.25	7.5	3.91 x 10 <sup>-5</sup>					110. - 130.	120.0	20.0	3.33 x 10 <sup>-6</sup>
55.0 - 65.0	60.0	10.0	3.09 x 10 <sup>-5</sup>					130. - 150.	140.0	20.0	2.30 x 10 <sup>-6</sup>
65.0 - 75.0	70.0	10.0	2.68 x 10 <sup>-5</sup>					150. - 170.	160.0	20.0	1.68 x 10 <sup>-6</sup>
75.0 - 85.0	80.0	10.0	2.26 x 10 <sup>-5</sup>					170. - 190.	180.0	20.0	8.95 x 10 <sup>-7</sup>
85.0 - 95.0	90.0	10.0	1.84 x 10 <sup>-5</sup>					190. - 225.	207.5	35.0	6.87 x 10 <sup>-7</sup>
95.0 - 110.	102.5	15.0	1.42 x 10 <sup>-5</sup>					225. - 275.	250.0	50.0	8.07 x 10 <sup>-8</sup>

$E_{u_1}$  = untere Grenze des Energieintervalls  
 $E_{o_1}$  = obere Grenze des Energieintervalls  
 $\bar{E}_1$  = mittlere Energie des Intervalls  
 $\Delta E_1$  = Intervallbreite  
 $\Phi_1^n$  = differentieller Neutronenfluß

Meßwinkel = 90°, Flugweg = 120.1 cm

Tabelle 4: Differentielle Neutronenflüsse aus dem Urantarget.

Targettiefe = 12.5 cm				Targettiefe = 17.5 cm				Targettiefe = 22.5 cm			
$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )
1.40 - 1.60	1.5	0.2	9.89 x 10 <sup>-4</sup>	1.40 - 1.60	1.5	0.2	8.23 x 10 <sup>-4</sup>	1.40 - 1.60	1.5	0.2	3.26 x 10 <sup>-4</sup>
1.60 - 1.80	1.7	0.2	9.06 x 10 <sup>-4</sup>	1.60 - 1.80	1.7	0.2	7.38 x 10 <sup>-4</sup>	1.60 - 2.00	1.8	0.4	2.42 x 10 <sup>-4</sup>
1.80 - 2.00	1.9	0.2	8.44 x 10 <sup>-4</sup>	1.80 - 2.00	1.9	0.2	6.26 x 10 <sup>-4</sup>	2.00 - 2.20	2.1	0.2	2.11 x 10 <sup>-4</sup>
2.00 - 2.20	2.1	0.2	8.85 x 10 <sup>-4</sup>	2.00 - 2.20	2.1	0.2	5.58 x 10 <sup>-4</sup>	2.20 - 2.40	2.3	0.2	1.58 x 10 <sup>-4</sup>
2.20 - 2.40	2.3	0.2	8.23 x 10 <sup>-4</sup>	2.20 - 2.40	2.3	0.2	4.80 x 10 <sup>-4</sup>	2.40 - 2.75	2.575	0.35	1.12 x 10 <sup>-4</sup>
2.40 - 2.75	2.575	0.35	7.21 x 10 <sup>-4</sup>	2.40 - 2.75	2.575	0.35	4.21 x 10 <sup>-4</sup>	2.75 - 3.25	3.0	0.5	8.84 x 10 <sup>-5</sup>
2.75 - 3.25	3.0	0.5	6.69 x 10 <sup>-4</sup>	2.75 - 3.25	3.0	0.5	2.96 x 10 <sup>-4</sup>	3.25 - 3.75	3.5	0.5	6.47 x 10 <sup>-5</sup>
3.25 - 3.75	3.5	0.5	5.97 x 10 <sup>-4</sup>	3.25 - 3.75	3.5	0.5	2.23 x 10 <sup>-4</sup>	3.75 - 4.25	4.0	0.5	4.28 x 10 <sup>-5</sup>
3.75 - 4.25	4.0	0.5	4.63 x 10 <sup>-4</sup>	3.75 - 4.25	4.0	0.5	1.68 x 10 <sup>-4</sup>	4.25 - 4.75	4.5	0.5	3.29 x 10 <sup>-5</sup>
4.25 - 4.75	4.5	0.5	3.80 x 10 <sup>-4</sup>	4.25 - 4.75	4.5	0.5	1.33 x 10 <sup>-4</sup>	4.75 - 5.50	5.125	0.75	2.55 x 10 <sup>-5</sup>
4.75 - 5.50	5.125	0.75	3.18 x 10 <sup>-4</sup>	4.75 - 5.50	5.125	0.75	1.01 x 10 <sup>-4</sup>	5.50 - 6.50	6.0	1.0	1.64 x 10 <sup>-5</sup>
5.50 - 6.50	6.0	1.0	1.90 x 10 <sup>-4</sup>	5.50 - 6.50	6.0	1.0	5.32 x 10 <sup>-5</sup>	6.50 - 7.50	7.0	1.0	9.16 x 10 <sup>-6</sup>
6.50 - 7.50	7.0	1.0	1.85 x 10 <sup>-4</sup>	6.50 - 7.50	7.0	1.0	4.28 x 10 <sup>-5</sup>	7.50 - 8.50	8.0	1.0	5.84 x 10 <sup>-6</sup>
7.50 - 8.50	8.0	1.0	1.37 x 10 <sup>-4</sup>	7.50 - 8.50	8.0	1.0	3.04 x 10 <sup>-5</sup>	8.50 - 9.50	9.0	1.0	3.49 x 10 <sup>-6</sup>
8.50 - 9.50	9.0	1.0	1.03 x 10 <sup>-4</sup>	8.50 - 9.50	9.0	1.0	1.71 x 10 <sup>-5</sup>	9.50 - 11.0	10.25	1.5	2.37 x 10 <sup>-6</sup>
9.50 - 11.0	10.25	1.5	8.44 x 10 <sup>-5</sup>	9.50 - 11.0	10.25	1.5	1.29 x 10 <sup>-5</sup>	11.0 - 15.0	13.0	4.0	1.38 x 10 <sup>-6</sup>
11.0 - 13.0	12.0	2.0	5.76 x 10 <sup>-5</sup>	11.0 - 13.0	12.0	2.0	7.04 x 10 <sup>-6</sup>	15.0 - 22.0	18.5	7.0	7.70 x 10 <sup>-7</sup>
13.0 - 15.0	14.0	2.0	3.70 x 10 <sup>-5</sup>	13.0 - 15.0	14.0	2.0	5.49 x 10 <sup>-6</sup>	22.0 - 36.0	29.0	14.0	4.54 x 10 <sup>-7</sup>
15.0 - 17.0	16.0	2.0	3.09 x 10 <sup>-5</sup>	15.0 - 17.0	16.0	2.0	4.89 x 10 <sup>-6</sup>	36.0 - 54.0	45.0	18.0	2.74 x 10 <sup>-7</sup>
17.0 - 19.0	18.0	2.0	2.10 x 10 <sup>-5</sup>	17.0 - 19.0	18.0	2.0	4.30 x 10 <sup>-6</sup>				
19.0 - 22.5	20.75	3.5	1.79 x 10 <sup>-5</sup>	19.0 - 22.5	20.75	3.5	3.69 x 10 <sup>-6</sup>				
22.5 - 27.5	25.0	5.0	1.50 x 10 <sup>-5</sup>	22.5 - 27.5	25.0	5.0	3.12 x 10 <sup>-6</sup>				
27.5 - 32.5	30.0	5.0	1.26 x 10 <sup>-5</sup>	27.5 - 32.5	30.0	5.0	2.54 x 10 <sup>-6</sup>				
32.5 - 37.5	35.0	5.0	9.69 x 10 <sup>-6</sup>	32.5 - 37.5	35.0	5.0	2.16 x 10 <sup>-6</sup>				
37.5 - 42.5	40.0	5.0	8.07 x 10 <sup>-6</sup>	37.5 - 42.5	40.0	5.0	1.81 x 10 <sup>-6</sup>				
42.5 - 47.5	45.0	5.0	6.47 x 10 <sup>-6</sup>	42.5 - 47.5	45.0	5.0	1.38 x 10 <sup>-6</sup>				
47.5 - 55.0	51.25	7.5	6.11 x 10 <sup>-6</sup>	47.5 - 55.0	51.25	7.5	1.32 x 10 <sup>-6</sup>				
55.0 - 65.0	60.0	10.0	4.65 x 10 <sup>-6</sup>	55.0 - 65.0	60.0	10.0	1.05 x 10 <sup>-6</sup>				
65.0 - 75.0	70.0	10.0	3.04 x 10 <sup>-6</sup>	65.0 - 75.0	70.0	10.0	9.27 x 10 <sup>-7</sup>				
75.0 - 85.0	80.0	10.0	1.90 x 10 <sup>-6</sup>	75.0 - 85.0	80.0	10.0	7.17 x 10 <sup>-7</sup>				
85.0 - 95.0	90.0	10.0	1.66 x 10 <sup>-6</sup>	85.0 - 95.0	90.0	10.0	4.49 x 10 <sup>-7</sup>				
95.0 - 110.	102.5	15.0	1.06 x 10 <sup>-6</sup>	95.0 - 110.	102.5	15.0	5.47 x 10 <sup>-7</sup>				
110. - 130.	120.0	20.0	4.59 x 10 <sup>-7</sup>	110. - 130.	120.0	20.0	4.11 x 10 <sup>-7</sup>				
130. - 150.	140.0	20.0	2.68 x 10 <sup>-7</sup>	130. - 150.	140.0	20.0	2.39 x 10 <sup>-7</sup>				
150. - 170.	160.0	20.0	2.61 x 10 <sup>-7</sup>	150. - 170.	160.0	20.0	1.80 x 10 <sup>-7</sup>				
170. - 190.	180.0	20.0	1.21 x 10 <sup>-7</sup>								
190. - 225.	207.5	35.0	2.28 x 10 <sup>-8</sup>								

Tabelle 5: Differentielle Neutronenflüsse aus dem Urantarget.

Meßwinkel = 90°, Flugweg = 120.1 cm Targettiefe = 27.5 cm				Meßwinkel = 30°, Flugweg = 151.7 cm Targettiefe = 2.5 cm							
$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·sr·MeV·cm <sup>2</sup> )
1.30 - 1.70	1.5	0.4	1.32 × 10 <sup>-4</sup>	1.40 - 1.60	1.5	0.2	1.54 × 10 <sup>-3</sup>	190. - 225.	207.5	35.0	5.37 × 10 <sup>-6</sup>
1.70 - 2.10	1.9	0.4	8.75 × 10 <sup>-5</sup>	1.60 - 1.80	1.7	0.2	1.51 × 10 <sup>-3</sup>	225. - 275.	250.0	50.0	3.56 × 10 <sup>-6</sup>
2.10 - 2.75	2.425	0.65	6.52 × 10 <sup>-5</sup>	1.80 - 2.00	1.9	0.2	1.57 × 10 <sup>-3</sup>	275. - 325.	300.0	50.0	2.65 × 10 <sup>-6</sup>
2.75 - 3.25	3.0	0.5	4.11 × 10 <sup>-5</sup>	2.00 - 2.20	2.1	0.2	1.48 × 10 <sup>-3</sup>	325. - 375.	350.0	50.0	1.99 × 10 <sup>-6</sup>
3.25 - 3.75	3.5	0.5	2.36 × 10 <sup>-5</sup>	2.20 - 2.40	2.3	0.2	1.42 × 10 <sup>-3</sup>	375. - 425.	400.0	50.0	1.54 × 10 <sup>-6</sup>
3.75 - 4.25	4.0	0.5	2.32 × 10 <sup>-5</sup>	2.40 - 2.75	2.575	0.35	1.41 × 10 <sup>-3</sup>	425. - 475.	450.0	50.0	1.19 × 10 <sup>-6</sup>
4.25 - 4.75	4.5	0.5	1.17 × 10 <sup>-5</sup>	2.75 - 3.25	3.0	0.5	1.23 × 10 <sup>-3</sup>				
4.75 - 5.50	5.125	0.75	1.08 × 10 <sup>-5</sup>	3.25 - 3.75	3.5	0.5	1.07 × 10 <sup>-3</sup>				
5.50 - 6.50	6.0	1.0	3.31 × 10 <sup>-6</sup>	3.75 - 4.25	4.0	0.5	8.85 × 10 <sup>-4</sup>				
6.50 - 7.50	7.0	1.0	2.81 × 10 <sup>-6</sup>	4.25 - 4.75	4.5	0.5	7.54 × 10 <sup>-4</sup>				
7.50 - 8.50	8.0	1.0	1.23 × 10 <sup>-6</sup>	4.75 - 5.50	5.125	0.75	6.17 × 10 <sup>-4</sup>				
8.50 - 9.50	9.0	1.0	9.61 × 10 <sup>-7</sup>	5.50 - 6.50	6.0	1.0	4.67 × 10 <sup>-4</sup>				
9.50 - 13.0	11.25	3.5	6.09 × 10 <sup>-7</sup>	6.50 - 7.50	7.0	1.0	3.38 × 10 <sup>-4</sup>				
13.0 - 16.5	14.75	3.5	3.43 × 10 <sup>-7</sup>	7.50 - 8.50	8.0	1.0	2.48 × 10 <sup>-4</sup>				
16.5 - 23.5	20.0	7.0	2.78 × 10 <sup>-7</sup>	8.50 - 9.50	9.0	1.0	1.88 × 10 <sup>-4</sup>				
23.5 - 36.5	30.0	13.0	2.07 × 10 <sup>-7</sup>	9.50 - 11.0	10.25	1.5	1.32 × 10 <sup>-4</sup>				
				11.0 - 13.0	12.0	2.0	7.17 × 10 <sup>-5</sup>				
				13.0 - 15.0	14.0	2.0	4.90 × 10 <sup>-5</sup>				
				15.0 - 17.0	16.0	2.0	3.97 × 10 <sup>-5</sup>				
				17.0 - 19.0	18.0	2.0	3.69 × 10 <sup>-5</sup>				
				19.0 - 22.5	20.75	3.5	3.48 × 10 <sup>-5</sup>				
				22.5 - 27.5	25.0	5.0	3.13 × 10 <sup>-5</sup>				
				27.5 - 32.5	30.0	5.0	2.94 × 10 <sup>-5</sup>				
				32.5 - 37.5	35.0	5.0	2.80 × 10 <sup>-5</sup>				
				37.5 - 42.5	40.0	5.0	2.70 × 10 <sup>-5</sup>				
				42.5 - 47.5	45.0	5.0	2.59 × 10 <sup>-5</sup>				
				47.5 - 55.0	51.25	7.5	2.45 × 10 <sup>-5</sup>				
				55.0 - 65.0	60.0	10.0	2.07 × 10 <sup>-5</sup>				
				65.0 - 75.0	70.0	10.0	1.73 × 10 <sup>-5</sup>				
				75.0 - 85.0	80.0	10.0	1.63 × 10 <sup>-5</sup>				
				85.0 - 95.0	90.0	10.0	1.57 × 10 <sup>-5</sup>				
				95.0 - 110.	102.5	15.0	1.36 × 10 <sup>-5</sup>				
				110. - 130.	120.0	20.0	1.04 × 10 <sup>-5</sup>				
				130. - 150.	140.0	20.0	9.06 × 10 <sup>-6</sup>				
				150. - 170.	160.0	20.0	7.32 × 10 <sup>-6</sup>				
				170. - 190.	180.0	20.0	6.72 × 10 <sup>-6</sup>				

Tabelle 6: Differentielle Neutronenflüsse aus dem Urantarget.

Meßwinkel = 30°, Flugweg = 151.7 cm Targettiefe = 7.5 cm								Flugweg = 121.2 cm Targettiefe = 12.5 cm			
$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )
1.40 - 1.60	1.5	0.2	1.03 x 10 <sup>-3</sup>	225. - 275.	250.0	50.0	2.64 x 10 <sup>-6</sup>	1.40 - 1.60	1.5	0.2	4.39 x 10 <sup>-4</sup>
1.60 - 1.80	1.7	0.2	1.05 x 10 <sup>-3</sup>	275. - 325.	300.0	50.0	1.94 x 10 <sup>-6</sup>	1.60 - 1.80	1.7	0.2	4.30 x 10 <sup>-4</sup>
1.80 - 2.00	1.9	0.2	1.01 x 10 <sup>-3</sup>	325. - 375.	350.0	50.0	1.48 x 10 <sup>-6</sup>	1.80 - 2.00	1.9	0.2	4.26 x 10 <sup>-4</sup>
2.00 - 2.20	2.1	0.2	1.00 x 10 <sup>-3</sup>					2.00 - 2.20	2.1	0.2	4.26 x 10 <sup>-4</sup>
2.20 - 2.40	2.3	0.2	9.68 x 10 <sup>-4</sup>					2.20 - 2.40	2.3	0.2	3.86 x 10 <sup>-4</sup>
2.40 - 2.75	2.575	0.35	9.16 x 10 <sup>-4</sup>					2.40 - 2.75	2.575	0.35	3.57 x 10 <sup>-4</sup>
2.75 - 3.25	3.0	0.5	8.07 x 10 <sup>-4</sup>					2.75 - 3.25	3.0	0.5	2.96 x 10 <sup>-4</sup>
3.25 - 3.75	3.5	0.5	6.81 x 10 <sup>-4</sup>					3.25 - 3.75	3.5	0.5	2.50 x 10 <sup>-4</sup>
3.75 - 4.25	4.0	0.5	5.68 x 10 <sup>-4</sup>					3.75 - 4.25	4.0	0.5	2.23 x 10 <sup>-4</sup>
4.25 - 4.75	4.5	0.5	4.75 x 10 <sup>-4</sup>					4.25 - 4.75	4.5	0.5	1.82 x 10 <sup>-4</sup>
4.75 - 5.50	5.125	0.75	3.88 x 10 <sup>-4</sup>					4.75 - 5.50	5.125	0.75	1.60 x 10 <sup>-4</sup>
5.50 - 6.50	6.0	1.0	2.91 x 10 <sup>-4</sup>					5.50 - 6.50	6.0	1.0	1.36 x 10 <sup>-4</sup>
6.50 - 7.50	7.0	1.0	2.03 x 10 <sup>-4</sup>					6.50 - 7.50	7.0	1.0	1.06 x 10 <sup>-4</sup>
7.50 - 8.50	8.0	1.0	1.53 x 10 <sup>-4</sup>					7.50 - 8.50	8.0	1.0	7.12 x 10 <sup>-5</sup>
8.50 - 9.50	9.0	1.0	1.13 x 10 <sup>-4</sup>					8.50 - 9.50	9.0	1.0	4.96 x 10 <sup>-5</sup>
9.50 - 11.0	10.25	1.5	8.31 x 10 <sup>-5</sup>					9.50 - 11.0	10.25	1.5	3.31 x 10 <sup>-5</sup>
11.0 - 13.0	12.0	2.0	4.09 x 10 <sup>-5</sup>					11.0 - 13.0	12.0	2.0	2.15 x 10 <sup>-5</sup>
13.0 - 15.0	14.0	2.0	2.89 x 10 <sup>-5</sup>					13.0 - 15.0	14.0	2.0	1.73 x 10 <sup>-5</sup>
15.0 - 17.0	16.0	2.0	2.55 x 10 <sup>-5</sup>					15.0 - 17.0	16.0	2.0	1.62 x 10 <sup>-5</sup>
17.0 - 19.0	18.0	2.0	2.43 x 10 <sup>-5</sup>					17.0 - 19.0	18.0	2.0	1.50 x 10 <sup>-5</sup>
19.0 - 22.5	20.75	3.5	2.24 x 10 <sup>-5</sup>					19.0 - 22.5	20.75	3.5	1.44 x 10 <sup>-5</sup>
22.5 - 27.5	25.0	5.0	2.06 x 10 <sup>-5</sup>					22.5 - 27.5	25.0	5.0	1.38 x 10 <sup>-5</sup>
27.5 - 32.5	30.0	5.0	1.93 x 10 <sup>-5</sup>					27.5 - 32.5	30.0	5.0	1.24 x 10 <sup>-5</sup>
32.5 - 37.5	35.0	5.0	1.77 x 10 <sup>-5</sup>					32.5 - 37.5	35.0	5.0	1.13 x 10 <sup>-5</sup>
37.5 - 42.5	40.0	5.0	1.71 x 10 <sup>-5</sup>					37.5 - 42.5	40.0	5.0	1.10 x 10 <sup>-5</sup>
42.5 - 47.5	45.0	5.0	1.64 x 10 <sup>-5</sup>					42.5 - 47.5	45.0	5.0	9.47 x 10 <sup>-6</sup>
47.5 - 55.0	51.25	7.5	1.51 x 10 <sup>-5</sup>					47.5 - 55.0	51.25	7.5	9.63 x 10 <sup>-6</sup>
55.0 - 65.0	60.0	10.0	1.35 x 10 <sup>-5</sup>					55.0 - 65.0	60.0	10.0	8.63 x 10 <sup>-6</sup>
65.0 - 75.0	70.0	10.0	1.26 x 10 <sup>-5</sup>					65.0 - 75.0	70.0	10.0	7.83 x 10 <sup>-6</sup>
75.0 - 85.0	80.0	10.0	1.12 x 10 <sup>-5</sup>					75.0 - 85.0	80.0	10.0	7.96 x 10 <sup>-6</sup>
85.0 - 95.0	90.0	10.0	1.03 x 10 <sup>-5</sup>					85.0 - 95.0	90.0	10.0	7.61 x 10 <sup>-6</sup>
95.0 - 110.	102.5	15.0	9.46 x 10 <sup>-6</sup>					95.0 - 110.	102.5	15.0	6.59 x 10 <sup>-6</sup>
110. - 130.	120.0	20.0	8.22 x 10 <sup>-6</sup>					110. - 130.	120.0	20.0	5.63 x 10 <sup>-6</sup>
130. - 150.	140.0	20.0	6.74 x 10 <sup>-6</sup>					130. - 150.	140.0	20.0	4.58 x 10 <sup>-6</sup>
150. - 170.	160.0	20.0	5.51 x 10 <sup>-6</sup>					150. - 170.	160.0	20.0	3.83 x 10 <sup>-6</sup>
170. - 190.	180.0	20.0	5.02 x 10 <sup>-6</sup>					170. - 190.	180.0	20.0	2.82 x 10 <sup>-6</sup>
190. - 225.	207.5	35.0	4.19 x 10 <sup>-6</sup>					190. - 225.	207.5	35.0	1.93 x 10 <sup>-6</sup>
								225. - 275.	250.0	50.0	1.08 x 10 <sup>-6</sup>

Meßwinkel = 30°, Flugweg = 121.2 cm

Tabelle 7: Differentielle Neutronenflüsse aus dem Urantarget.

Targettiefe = 17.5 cm				Targettiefe = 22.5 cm				Targettiefe = 27.5 cm			
$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )
1.40 - 1.70	1.55	0.3	1.16 x 10 <sup>-4</sup>	1.40 - 1.60	1.50	0.2	6.59 x 10 <sup>-5</sup>	2.25 - 2.75	2.5	0.5	7.10 x 10 <sup>-6</sup>
1.70 - 2.00	1.85	0.3	1.17 x 10 <sup>-4</sup>	1.60 - 1.80	1.70	0.2	6.41 x 10 <sup>-5</sup>	2.75 - 3.25	3.0	0.5	6.86 x 10 <sup>-6</sup>
2.00 - 2.30	2.15	0.3	9.86 x 10 <sup>-5</sup>	1.80 - 2.10	1.95	0.3	5.49 x 10 <sup>-5</sup>	3.25 - 3.75	3.5	0.5	7.04 x 10 <sup>-6</sup>
2.30 - 2.75	2.525	0.35	8.63 x 10 <sup>-5</sup>	2.10 - 2.40	2.25	0.3	4.41 x 10 <sup>-5</sup>	3.75 - 4.50	3.125	0.75	4.88 x 10 <sup>-6</sup>
2.75 - 3.25	3.0	0.5	7.29 x 10 <sup>-5</sup>	2.40 - 2.75	2.575	0.35	3.65 x 10 <sup>-5</sup>	4.50 - 5.50	5.0	1.0	4.43 x 10 <sup>-6</sup>
3.25 - 3.75	3.5	0.5	5.49 x 10 <sup>-5</sup>	2.75 - 3.25	3.0	0.5	2.34 x 10 <sup>-5</sup>	5.50 - 7.00	6.25	1.5	2.86 x 10 <sup>-6</sup>
3.75 - 4.25	4.0	0.5	5.25 x 10 <sup>-5</sup>	3.25 - 3.75	3.5	0.5	1.85 x 10 <sup>-5</sup>	7.00 - 10.0	8.5	3.0	1.27 x 10 <sup>-6</sup>
4.25 - 4.75	4.5	0.5	4.84 x 10 <sup>-5</sup>	3.75 - 4.50	4.125	0.75	1.10 x 10 <sup>-5</sup>	10.0 - 13.0	11.5	3.0	9.94 x 10 <sup>-7</sup>
4.75 - 5.50	5.125	0.75	3.60 x 10 <sup>-5</sup>	4.50 - 5.50	5.50	1.0	5.61 x 10 <sup>-6</sup>	13.0 - 16.0	14.5	3.0	8.02 x 10 <sup>-7</sup>
5.50 - 6.50	6.0	1.0	2.70 x 10 <sup>-5</sup>	5.50 - 7.00	6.25	1.5	2.38 x 10 <sup>-6</sup>	16.0 - 20.0	18.0	4.0	7.07 x 10 <sup>-7</sup>
6.50 - 7.50	7.0	1.0	1.59 x 10 <sup>-5</sup>	7.00 - 12.5	9.75	5.5	1.46 x 10 <sup>-6</sup>	20.0 - 27.5	23.75	7.5	5.84 x 10 <sup>-7</sup>
7.50 - 8.50	8.0	1.0	1.01 x 10 <sup>-5</sup>	12.5 - 17.5	15.0	5.0	1.16 x 10 <sup>-6</sup>	27.5 - 35.0	31.25	7.5	6.19 x 10 <sup>-7</sup>
8.50 - 9.50	9.0	1.0	8.48 x 10 <sup>-6</sup>	17.5 - 25.0	21.25	7.5	1.12 x 10 <sup>-6</sup>	35.0 - 45.0	40.0	10.0	6.07 x 10 <sup>-7</sup>
9.50 - 11.0	10.25	1.5	6.96 x 10 <sup>-6</sup>	25.0 - 35.0	30.0	10.0	1.10 x 10 <sup>-6</sup>	45.0 - 55.0	50.0	10.0	5.47 x 10 <sup>-7</sup>
11.0 - 13.0	12.0	2.0	5.40 x 10 <sup>-6</sup>	35.0 - 45.0	40.0	10.0	1.03 x 10 <sup>-6</sup>	55.0 - 65.0	60.0	10.0	3.86 x 10 <sup>-7</sup>
13.0 - 15.0	14.0	2.0	5.29 x 10 <sup>-6</sup>	45.0 - 55.0	50.0	10.0	9.46 x 10 <sup>-7</sup>	65.0 - 80.0	72.5	15.0	3.36 x 10 <sup>-7</sup>
15.0 - 17.0	16.0	2.0	4.77 x 10 <sup>-6</sup>	55.0 - 65.0	60.0	10.0	8.66 x 10 <sup>-7</sup>	80.0 - 95.0	87.5	15.0	1.90 x 10 <sup>-7</sup>
17.0 - 19.0	18.0	2.0	4.24 x 10 <sup>-6</sup>	65.0 - 80.0	72.5	15.0	7.57 x 10 <sup>-7</sup>	95.0 - 110.	102.5	15.0	2.82 x 10 <sup>-7</sup>
19.0 - 22.5	20.75	3.5	4.58 x 10 <sup>-6</sup>	80.0 - 95.0	87.5	15.0	6.04 x 10 <sup>-7</sup>	110. - 130.	120.0	20.0	1.27 x 10 <sup>-7</sup>
22.5 - 27.5	25.0	5.0	4.66 x 10 <sup>-6</sup>	95.0 - 110.	102.5	15.0	5.50 x 10 <sup>-7</sup>	130. - 150.	140.0	20.0	1.27 x 10 <sup>-7</sup>
27.5 - 32.5	30.0	5.0	4.48 x 10 <sup>-6</sup>	110. - 130.	120.0	20.0	4.61 x 10 <sup>-7</sup>	150. - 170.	160.0	20.0	9.38 x 10 <sup>-8</sup>
32.5 - 37.5	35.0	5.0	4.36 x 10 <sup>-6</sup>	130. - 150.	140.0	20.0	4.14 x 10 <sup>-7</sup>	170. - 190.	180.0	20.0	5.98 x 10 <sup>-8</sup>
37.5 - 45.0	41.25	7.5	4.32 x 10 <sup>-6</sup>	150. - 170.	160.0	20.0	2.87 x 10 <sup>-7</sup>				
45.0 - 55.0	50.0	10.0	3.61 x 10 <sup>-6</sup>	170. - 190.	180.0	20.0	2.14 x 10 <sup>-7</sup>				
55.0 - 65.0	60.0	10.0	3.26 x 10 <sup>-6</sup>	190. - 210.	200.0	20.0	1.15 x 10 <sup>-7</sup>				
65.0 - 75.0	70.0	10.0	3.16 x 10 <sup>-6</sup>								
75.0 - 90.0	92.5	15.0	2.65 x 10 <sup>-6</sup>								
90.0 - 110.	100.0	20.0	2.28 x 10 <sup>-6</sup>								
110. - 130.	120.0	20.0	1.82 x 10 <sup>-6</sup>								
130. - 150.	140.0	20.0	1.58 x 10 <sup>-6</sup>								
150. - 170.	160.0	20.0	1.22 x 10 <sup>-6</sup>								
170. - 190.	180.0	20.0	1.02 x 10 <sup>-6</sup>								
190. - 225.	207.5	35.0	8.29 x 10 <sup>-7</sup>								
225. - 275.	250.0	50.0	4.30 x 10 <sup>-7</sup>								
275. - 325.	300.0	50.0	1.64 x 10 <sup>-7</sup>								

Tabelle 8: Differentielle Neutronenflüsse aus dem Urantarget.

Meßwinkel = 150°, Flugweg = 168.0 cm Targettiefe = 2.5 cm								Flugweg = 168.8 cm Targettiefe = 7.5 cm			
$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\Delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\Delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\Delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )
0.75 - 0.85	0.8	0.1	1.67 × 10 <sup>-2</sup>	90.0 - 100.	95.0	10.0	5.59 × 10 <sup>-6</sup>	0.75 - 0.85	0.8	0.1	8.10 × 10 <sup>-3</sup>
0.85 - 0.95	0.9	0.1	1.60 × 10 <sup>-2</sup>	100. - 115.	107.5	15.0	4.50 × 10 <sup>-6</sup>	0.85 - 0.95	0.9	0.1	7.53 × 10 <sup>-3</sup>
0.95 - 1.05	1.0	0.1	1.57 × 10 <sup>-2</sup>	115. - 130.	122.5	15.0	3.00 × 10 <sup>-6</sup>	0.95 - 1.05	1.0	0.1	7.05 × 10 <sup>-3</sup>
1.05 - 1.20	1.125	0.15	1.40 × 10 <sup>-2</sup>	130. - 145.	137.5	15.0	2.16 × 10 <sup>-6</sup>	1.05 - 1.20	1.125	0.15	6.59 × 10 <sup>-3</sup>
1.20 - 1.40	1.3	0.2	1.23 × 10 <sup>-2</sup>	145. - 160.	152.5	15.0	2.04 × 10 <sup>-6</sup>	1.20 - 1.40	1.3	0.2	5.72 × 10 <sup>-3</sup>
1.40 - 1.60	1.5	0.2	1.07 × 10 <sup>-2</sup>	160. - 185.	167.5	15.0	1.60 × 10 <sup>-6</sup>	1.40 - 1.60	1.5	0.2	4.99 × 10 <sup>-3</sup>
1.60 - 1.80	1.7	0.2	1.02 × 10 <sup>-2</sup>	185. - 225.	205.0	40.0	1.13 × 10 <sup>-6</sup>	1.60 - 1.80	1.7	0.2	4.37 × 10 <sup>-3</sup>
1.80 - 2.00	1.9	0.2	8.63 × 10 <sup>-3</sup>	225. - 275.	250.0	50.0	8.04 × 10 <sup>-7</sup>	1.80 - 2.00	1.9	0.2	3.93 × 10 <sup>-3</sup>
2.00 - 2.20	2.1	0.2	7.96 × 10 <sup>-3</sup>	275. - 350.	312.5	75.0	5.46 × 10 <sup>-7</sup>	2.00 - 2.20	2.1	0.2	3.49 × 10 <sup>-3</sup>
2.20 - 2.40	2.3	0.2	6.96 × 10 <sup>-3</sup>	350. - 450.	400.0	100.0	2.47 × 10 <sup>-7</sup>	2.20 - 2.40	2.3	0.2	3.13 × 10 <sup>-3</sup>
2.40 - 2.60	2.5	0.2	6.56 × 10 <sup>-3</sup>	450. - 550.	500.0	100.0	1.46 × 10 <sup>-7</sup>	2.40 - 2.60	2.5	0.2	2.85 × 10 <sup>-3</sup>
2.60 - 2.90	2.75	0.3	5.82 × 10 <sup>-3</sup>					2.60 - 2.90	2.75	0.3	2.48 × 10 <sup>-3</sup>
2.90 - 3.25	3.075	0.35	4.99 × 10 <sup>-3</sup>					2.90 - 3.25	3.075	0.35	2.16 × 10 <sup>-3</sup>
3.25 - 3.75	3.5	0.5	4.65 × 10 <sup>-3</sup>					3.25 - 3.75	3.5	0.5	1.89 × 10 <sup>-3</sup>
3.75 - 4.25	4.0	0.5	3.34 × 10 <sup>-3</sup>					3.75 - 4.25	4.0	0.5	1.50 × 10 <sup>-3</sup>
4.25 - 4.75	4.5	0.5	2.70 × 10 <sup>-3</sup>					4.25 - 4.75	4.5	0.5	1.07 × 10 <sup>-3</sup>
4.75 - 5.50	5.125	0.75	2.30 × 10 <sup>-3</sup>					4.75 - 5.50	5.125	0.75	9.59 × 10 <sup>-4</sup>
5.50 - 6.50	6.0	1.0	1.49 × 10 <sup>-3</sup>					5.50 - 6.50	6.0	1.0	6.95 × 10 <sup>-4</sup>
6.50 - 7.50	7.0	1.0	9.83 × 10 <sup>-4</sup>					6.50 - 7.50	7.0	1.0	4.72 × 10 <sup>-4</sup>
7.50 - 8.50	8.0	1.0	6.66 × 10 <sup>-4</sup>					7.50 - 8.50	8.0	1.0	3.20 × 10 <sup>-4</sup>
8.50 - 9.50	9.0	1.0	4.75 × 10 <sup>-4</sup>					8.50 - 9.50	9.0	1.0	2.56 × 10 <sup>-4</sup>
9.50 - 11.0	10.25	1.5	3.36 × 10 <sup>-4</sup>					9.50 - 11.0	10.25	1.5	1.82 × 10 <sup>-4</sup>
11.0 - 13.0	12.0	2.0	1.62 × 10 <sup>-4</sup>					11.0 - 13.0	12.0	2.0	9.23 × 10 <sup>-5</sup>
13.0 - 15.0	14.0	2.0	1.15 × 10 <sup>-4</sup>					13.0 - 15.0	14.0	2.0	6.22 × 10 <sup>-5</sup>
15.0 - 17.0	16.0	2.0	8.76 × 10 <sup>-5</sup>					15.0 - 17.0	16.0	2.0	4.40 × 10 <sup>-5</sup>
17.0 - 19.0	18.0	2.0	6.96 × 10 <sup>-5</sup>					17.0 - 19.0	18.0	2.0	3.62 × 10 <sup>-5</sup>
19.0 - 22.5	20.75	3.5	6.37 × 10 <sup>-5</sup>					19.0 - 22.5	20.75	3.5	3.29 × 10 <sup>-5</sup>
22.5 - 27.5	25.0	5.0	4.55 × 10 <sup>-5</sup>					22.5 - 27.5	25.0	5.0	2.54 × 10 <sup>-5</sup>
27.5 - 32.5	30.0	5.0	3.35 × 10 <sup>-5</sup>					27.5 - 32.5	30.0	5.0	1.98 × 10 <sup>-5</sup>
32.5 - 37.5	35.0	5.0	2.38 × 10 <sup>-5</sup>					32.5 - 37.5	35.0	5.0	1.62 × 10 <sup>-5</sup>
37.5 - 42.5	40.0	5.0	2.16 × 10 <sup>-5</sup>					37.5 - 42.5	40.5	5.0	1.31 × 10 <sup>-5</sup>
42.5 - 47.5	45.0	5.0	1.89 × 10 <sup>-5</sup>					42.5 - 47.5	45.0	5.0	1.02 × 10 <sup>-5</sup>
47.5 - 55.0	51.25	7.5	1.50 × 10 <sup>-5</sup>					47.5 - 55.0	51.25	7.5	9.24 × 10 <sup>-6</sup>
55.0 - 65.0	60.0	10.0	1.15 × 10 <sup>-5</sup>					55.0 - 65.0	60.0	10.0	6.88 × 10 <sup>-6</sup>
65.0 - 75.0	70.0	10.0	9.10 × 10 <sup>-6</sup>					65.0 - 75.0	70.0	10.0	4.90 × 10 <sup>-6</sup>
75.0 - 90.0	82.5	15.0	6.82 × 10 <sup>-6</sup>					75.0 - 85.0	80.0	10.0	3.69 × 10 <sup>-6</sup>

Tabelle 9: Differentielle Neutronenflüsse aus dem Urantarget.

Meßwinkel = 150°, Flugweg = 168.8 cm Targettiefe = 7.5 cm				Flugweg = 168.0 cm Targettiefe = 12.5 cm							
$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\xi E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\xi E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\xi E_1$ (MeV)	$\Phi_i^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )
85.0 - 95.0	90.0	10.0	$2.95 \times 10^{-6}$	0.75 - 0.85	0.8	0.1	$3.26 \times 10^{-3}$	95.0 - 110.	102.5	15.0	$4.74 \times 10^{-7}$
95.0 - 110.	102.5	15.0	$2.54 \times 10^{-6}$	0.85 - 0.95	0.9	0.1	$2.92 \times 10^{-3}$	110. - 140.	125.0	30.0	$2.60 \times 10^{-7}$
110. - 130.	120.0	20.0	$1.60 \times 10^{-6}$	0.95 - 1.05	1.0	0.1	$2.74 \times 10^{-3}$	140. - 180.	160.0	40.0	$2.29 \times 10^{-7}$
130. - 150.	140.0	20.0	$1.22 \times 10^{-6}$	1.05 - 1.20	1.125	0.15	$2.59 \times 10^{-3}$	180. - 240.	210.0	60.0	$1.05 \times 10^{-7}$
150. - 180.	165.0	30.0	$9.21 \times 10^{-7}$	1.20 - 1.40	1.3	0.2	$2.30 \times 10^{-3}$	240. - 340.	290.0	100.0	$4.70 \times 10^{-8}$
180. - 240.	210.0	60.0	$6.26 \times 10^{-7}$	1.40 - 1.60	1.5	0.2	$2.02 \times 10^{-3}$	340. - 440.	390.0	100.0	$2.29 \times 10^{-8}$
240. - 360.	300.0	120.0	$2.60 \times 10^{-7}$	1.60 - 1.80	1.7	0.2	$1.80 \times 10^{-3}$				
				1.80 - 2.00	1.9	0.2	$1.42 \times 10^{-3}$				
				2.00 - 2.20	2.1	0.2	$1.29 \times 10^{-3}$				
				2.20 - 2.40	2.3	0.2	$1.07 \times 10^{-3}$				
				2.40 - 2.60	2.5	0.2	$1.02 \times 10^{-3}$				
				2.60 - 2.90	2.75	0.3	$8.51 \times 10^{-4}$				
				2.90 - 3.25	3.075	0.35	$7.73 \times 10^{-4}$				
				3.25 - 3.75	3.5	0.5	$5.80 \times 10^{-4}$				
				3.75 - 4.25	4.0	0.5	$4.84 \times 10^{-4}$				
				4.25 - 4.75	4.5	0.5	$3.75 \times 10^{-4}$				
				4.75 - 5.50	5.125	0.75	$3.18 \times 10^{-4}$				
				5.50 - 6.50	6.0	1.0	$2.12 \times 10^{-4}$				
				6.50 - 7.50	7.0	1.0	$1.37 \times 10^{-4}$				
				7.50 - 8.50	8.0	1.0	$7.32 \times 10^{-5}$				
				8.50 - 9.50	9.0	1.0	$5.11 \times 10^{-5}$				
				9.50 - 11.0	10.25	1.5	$3.86 \times 10^{-5}$				
				11.0 - 13.0	12.0	2.0	$2.19 \times 10^{-5}$				
				13.0 - 15.0	14.0	2.0	$1.36 \times 10^{-5}$				
				15.0 - 17.0	16.0	2.0	$1.23 \times 10^{-5}$				
				17.0 - 19.0	18.0	2.0	$1.02 \times 10^{-5}$				
				19.0 - 22.5	20.75	3.5	$8.89 \times 10^{-6}$				
				22.5 - 27.5	25.0	5.0	$7.05 \times 10^{-6}$				
				27.5 - 32.5	30.0	5.0	$4.61 \times 10^{-6}$				
				32.5 - 37.5	35.0	5.0	$3.47 \times 10^{-6}$				
				37.5 - 45.0	41.25	7.5	$2.67 \times 10^{-6}$				
				45.0 - 55.0	50.0	10.0	$1.84 \times 10^{-6}$				
				55.0 - 65.0	60.0	10.0	$1.35 \times 10^{-6}$				
				65.0 - 75.0	70.0	10.0	$1.02 \times 10^{-6}$				
				75.0 - 85.0	80.0	10.0	$8.10 \times 10^{-7}$				
				85.0 - 95.0	90.0	10.0	$5.15 \times 10^{-7}$				

Meßwinkel = 150°, Flugweg = 168.0 cm

Tabelle 10: Differentielle Neutronenflüsse aus dem Urantarget.

Targettiefe = 17.5 cm				Targettiefe = 22.5 cm				Targettiefe = 27.5 cm			
$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_1^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_1^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_1^n$ (n/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )
0.75 - 0.85	0.8	0.1	2.12 × 10 <sup>-3</sup>	0.75 - 0.85	0.8	0.1	8.17 × 10 <sup>-4</sup>	0.80 - 1.00	0.9	0.2	1.36 × 10 <sup>-4</sup>
0.85 - 0.95	0.9	0.1	2.01 × 10 <sup>-3</sup>	0.85 - 0.95	0.9	0.1	7.78 × 10 <sup>-4</sup>	1.00 - 1.30	1.15	0.3	1.10 × 10 <sup>-4</sup>
0.95 - 1.05	1.0	0.1	1.86 × 10 <sup>-3</sup>	0.95 - 1.05	1.0	0.1	7.21 × 10 <sup>-4</sup>	1.30 - 1.70	1.5	0.4	9.11 × 10 <sup>-5</sup>
1.05 - 1.20	1.125	0.15	1.70 × 10 <sup>-3</sup>	1.05 - 1.20	1.125	0.15	6.74 × 10 <sup>-4</sup>	1.70 - 2.10	1.9	0.4	7.03 × 10 <sup>-5</sup>
1.20 - 1.40	1.3	0.2	1.48 × 10 <sup>-3</sup>	1.20 - 1.40	1.3	0.2	5.80 × 10 <sup>-4</sup>	2.10 - 2.40	2.25	0.3	5.43 × 10 <sup>-5</sup>
1.40 - 1.60	1.5	0.2	1.25 × 10 <sup>-3</sup>	1.40 - 1.60	1.5	0.2	4.92 × 10 <sup>-4</sup>	2.40 - 2.75	2.575	0.35	5.90 × 10 <sup>-5</sup>
1.60 - 1.80	1.7	0.2	9.96 × 10 <sup>-4</sup>	1.60 - 1.80	1.7	0.2	4.24 × 10 <sup>-4</sup>	2.75 - 3.25	3.0	0.5	3.73 × 10 <sup>-5</sup>
1.80 - 2.00	1.9	0.2	9.14 × 10 <sup>-4</sup>	1.80 - 2.00	1.9	0.2	4.04 × 10 <sup>-4</sup>	3.25 - 3.75	3.5	0.5	3.51 × 10 <sup>-5</sup>
2.00 - 2.20	2.1	0.2	8.10 × 10 <sup>-4</sup>	2.00 - 2.20	2.1	0.2	3.07 × 10 <sup>-4</sup>	3.75 - 4.25	4.0	0.5	2.61 × 10 <sup>-5</sup>
2.20 - 2.40	2.3	0.2	6.39 × 10 <sup>-4</sup>	2.20 - 2.40	2.3	0.2	3.02 × 10 <sup>-4</sup>	4.25 - 4.75	4.5	0.5	1.92 × 10 <sup>-5</sup>
2.40 - 2.80	2.6	0.4	5.87 × 10 <sup>-4</sup>	2.40 - 2.80	2.6	0.4	2.68 × 10 <sup>-4</sup>	4.75 - 5.50	5.125	0.75	1.55 × 10 <sup>-5</sup>
2.80 - 3.25	3.025	0.45	4.58 × 10 <sup>-4</sup>	2.80 - 3.25	3.025	0.45	2.07 × 10 <sup>-4</sup>	5.50 - 6.50	6.0	1.0	8.51 × 10 <sup>-6</sup>
3.25 - 3.75	3.5	0.5	3.52 × 10 <sup>-4</sup>	3.25 - 3.75	3.5	0.5	1.63 × 10 <sup>-4</sup>	6.50 - 7.50	7.0	1.0	8.57 × 10 <sup>-6</sup>
3.75 - 4.25	4.0	0.5	2.67 × 10 <sup>-4</sup>	3.75 - 4.25	4.0	0.5	1.18 × 10 <sup>-4</sup>	7.50 - 8.50	8.0	1.0	2.65 × 10 <sup>-6</sup>
4.25 - 4.75	4.5	0.5	2.10 × 10 <sup>-4</sup>	4.25 - 4.75	4.5	0.5	8.40 × 10 <sup>-5</sup>	8.50 - 9.50	9.0	1.0	2.83 × 10 <sup>-6</sup>
4.75 - 5.50	5.125	0.75	1.71 × 10 <sup>-4</sup>	4.75 - 5.50	5.125	0.75	7.38 × 10 <sup>-5</sup>	9.50 - 12.0	10.75	2.5	1.05 × 10 <sup>-6</sup>
5.50 - 6.50	6.0	1.0	1.09 × 10 <sup>-4</sup>	5.50 - 6.50	6.0	1.0	4.83 × 10 <sup>-5</sup>	12.0 - 15.0	13.5	3.0	6.47 × 10 <sup>-7</sup>
6.50 - 7.50	7.0	1.0	5.69 × 10 <sup>-5</sup>	6.50 - 7.50	7.0	1.0	3.18 × 10 <sup>-5</sup>	15.0 - 18.0	16.5	3.0	4.94 × 10 <sup>-7</sup>
7.50 - 8.50	8.0	1.0	3.88 × 10 <sup>-5</sup>	7.50 - 8.50	8.0	1.0	1.77 × 10 <sup>-5</sup>	18.0 - 22.5	20.25	4.5	3.43 × 10 <sup>-7</sup>
8.50 - 9.50	9.0	1.0	2.36 × 10 <sup>-5</sup>	8.50 - 9.50	9.0	1.0	9.83 × 10 <sup>-6</sup>	22.5 - 27.5	25.0	5.0	2.48 × 10 <sup>-7</sup>
9.50 - 11.0	10.25	1.5	1.68 × 10 <sup>-5</sup>	9.50 - 11.0	10.25	1.5	9.23 × 10 <sup>-6</sup>	27.5 - 35.0	31.25	7.5	1.44 × 10 <sup>-7</sup>
11.0 - 13.0	12.0	2.0	8.17 × 10 <sup>-6</sup>	11.0 - 13.0	12.0	2.0	5.97 × 10 <sup>-6</sup>	35.0 - 50.0	42.5	15.0	8.40 × 10 <sup>-8</sup>
13.0 - 15.0	14.0	2.0	6.72 × 10 <sup>-6</sup>	13.0 - 15.0	14.0	2.0	3.09 × 10 <sup>-6</sup>	50.0 - 80.0	65.0	30.0	4.67 × 10 <sup>-8</sup>
15.0 - 17.0	16.0	2.0	4.18 × 10 <sup>-6</sup>	15.0 - 17.0	16.0	2.0	2.25 × 10 <sup>-6</sup>				
17.0 - 19.0	18.0	2.0	3.14 × 10 <sup>-6</sup>	17.0 - 20.0	18.5	3.0	2.12 × 10 <sup>-6</sup>				
19.0 - 22.5	20.75	3.5	2.91 × 10 <sup>-6</sup>	20.0 - 25.0	22.5	5.0	1.35 × 10 <sup>-6</sup>				
22.5 - 27.5	25.0	5.0	1.85 × 10 <sup>-6</sup>	25.0 - 35.0	30.0	10.0	6.72 × 10 <sup>-7</sup>				
27.5 - 32.5	30.0	5.0	1.55 × 10 <sup>-6</sup>	35.0 - 45.0	40.0	10.0	3.13 × 10 <sup>-7</sup>				
32.5 - 37.5	35.0	5.0	1.19 × 10 <sup>-6</sup>	45.0 - 55.0	50.0	10.0	3.57 × 10 <sup>-7</sup>				
37.5 - 45.0	41.25	7.5	9.67 × 10 <sup>-7</sup>	55.0 - 65.0	60.0	10.0	1.94 × 10 <sup>-7</sup>				
45.0 - 55.0	50.0	10.0	6.33 × 10 <sup>-7</sup>	65.0 - 80.0	72.5	15.0	1.80 × 10 <sup>-7</sup>				
55.0 - 65.0	60.0	10.0	4.53 × 10 <sup>-7</sup>	80.0 - 110.	95.0	30.0	1.13 × 10 <sup>-7</sup>				
65.0 - 75.0	70.0	10.0	4.09 × 10 <sup>-7</sup>	110. - 170.	140.0	60.0	3.43 × 10 <sup>-8</sup>				
75.0 - 85.0	80.0	10.0	2.02 × 10 <sup>-7</sup>								
85.0 - 100.	92.5	15.0	1.77 × 10 <sup>-7</sup>								
100. - 125.	112.5	25.0	1.36 × 10 <sup>-7</sup>								
125. - 175.	150.0	50.0	4.94 × 10 <sup>-8</sup>								
175. - 275.	225.0	100.0	2.47 × 10 <sup>-8</sup>								

Tabelle 11: Integrale Neutronenausbeuten aus den ersten 30 cm des Urantargets bei 90°, 30° und 150°.

$Y_1^n$ = Neutronenausbeute $\theta_n$ = Meßwinkel			$Y_1^n$ (n/p·sr·MeV)			$Y_1^n$ (n/p·sr·MeV)					
$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\Delta E_1$ (MeV)	$\theta_n = 30^\circ$	$\theta_n = 90^\circ$	$\theta_n = 150^\circ$	$[E_{u_1}, E_{o_1}]$ (MeV)	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\Delta E_1$ (MeV)	$\theta_n = 30^\circ$	$\theta_n = 90^\circ$	$\theta_n = 150^\circ$
0.75 - 0.85	0.8	0.1			$5.49 \times 10^{-1}$	75.0 - 85.0	80.0	10.0	$8.59 \times 10^{-4}$	$7.87 \times 10^{-4}$	$3.04 \times 10^{-4}$
0.85 - 0.95	0.9	0.1			$5.21 \times 10^{-1}$	85.0 - 95.0	90.0	10.0	$8.28 \times 10^{-4}$	$5.95 \times 10^{-4}$	$2.56 \times 10^{-4}$
0.95 - 1.05	1.0	0.1			$3.96 \times 10^{-1}$	95.0 - 110.	102.5	15.0	$7.62 \times 10^{-4}$	$4.96 \times 10^{-4}$	$2.23 \times 10^{-4}$
1.05 - 1.20	1.125	0.15			$4.50 \times 10^{-1}$	110. - 130.	120.0	20.0	$6.26 \times 10^{-4}$	$3.22 \times 10^{-4}$	$1.41 \times 10^{-4}$
1.20 - 1.40	1.3	0.2			$4.32 \times 10^{-1}$	130. - 150.	140.0	20.0	$5.23 \times 10^{-4}$	$2.08 \times 10^{-4}$	$1.12 \times 10^{-4}$
1.40 - 1.60	1.5	0.2	$6.42 \times 10^{-2}$	$2.72 \times 10^{-1}$	$3.93 \times 10^{-1}$	150. - 170.	160.0	20.0	$4.22 \times 10^{-4}$	$1.51 \times 10^{-4}$	$6.73 \times 10^{-5}$
1.60 - 1.80	1.7	0.2	$6.26 \times 10^{-2}$	$2.48 \times 10^{-1}$	$3.61 \times 10^{-1}$	170. - 190.	180.0	20.0	$3.65 \times 10^{-4}$	$9.16 \times 10^{-5}$	$4.67 \times 10^{-5}$
1.80 - 2.00	1.9	0.2	$6.09 \times 10^{-2}$	$2.25 \times 10^{-1}$	$3.29 \times 10^{-1}$	190. - 225.	207.5	35.0	$2.99 \times 10^{-4}$	$5.91 \times 10^{-5}$	$3.12 \times 10^{-5}$
2.00 - 2.20	2.1	0.2	$5.81 \times 10^{-2}$	$2.07 \times 10^{-1}$	$3.08 \times 10^{-1}$	225. - 275.	250.0	50.0	$1.70 \times 10^{-4}$	$2.30 \times 10^{-5}$	
2.20 - 2.40	2.3	0.2	$5.67 \times 10^{-2}$	$1.89 \times 10^{-1}$	$2.74 \times 10^{-1}$						
2.40 - 2.75	2.575	0.35	$5.41 \times 10^{-2}$	$1.68 \times 10^{-1}$	$2.54 \times 10^{-1}$						
2.75 - 3.25	3.0	0.5	$4.63 \times 10^{-2}$	$1.36 \times 10^{-1}$	$2.02 \times 10^{-1}$						
3.25 - 3.75	3.5	0.5	$3.91 \times 10^{-2}$	$1.19 \times 10^{-1}$	$1.70 \times 10^{-1}$						
3.75 - 4.25	4.0	0.5	$3.48 \times 10^{-2}$	$9.39 \times 10^{-2}$	$1.32 \times 10^{-1}$						
4.25 - 4.75	4.5	0.5	$2.87 \times 10^{-2}$	$7.87 \times 10^{-2}$	$1.02 \times 10^{-1}$						
4.75 - 5.50	5.125	0.75	$2.38 \times 10^{-2}$	$6.09 \times 10^{-2}$	$9.68 \times 10^{-2}$						
5.50 - 6.50	6.0	1.0	$1.71 \times 10^{-2}$	$3.64 \times 10^{-2}$	$6.09 \times 10^{-2}$						
6.50 - 7.50	7.0	1.0	$1.24 \times 10^{-2}$	$3.18 \times 10^{-2}$	$4.00 \times 10^{-2}$						
7.50 - 8.50	8.0	1.0	$8.68 \times 10^{-3}$	$2.41 \times 10^{-2}$	$2.55 \times 10^{-2}$						
8.50 - 9.50	9.0	1.0	$6.44 \times 10^{-3}$	$1.80 \times 10^{-2}$	$1.95 \times 10^{-2}$						
9.50 - 11.0	10.25	1.5	$4.45 \times 10^{-3}$	$1.32 \times 10^{-2}$	$1.38 \times 10^{-2}$						
11.0 - 13.0	12.0	2.0	$2.51 \times 10^{-3}$	$9.02 \times 10^{-3}$	$7.09 \times 10^{-3}$						
13.0 - 15.0	14.0	2.0	$1.93 \times 10^{-3}$	$5.87 \times 10^{-3}$	$4.99 \times 10^{-3}$						
15.0 - 17.0	16.0	2.0	$1.67 \times 10^{-3}$	$4.50 \times 10^{-3}$	$3.69 \times 10^{-3}$						
17.0 - 19.0	18.0	2.0	$1.60 \times 10^{-3}$	$3.25 \times 10^{-3}$	$2.80 \times 10^{-3}$						
19.0 - 22.5	20.75	3.5	$1.50 \times 10^{-3}$	$2.77 \times 10^{-3}$	$2.48 \times 10^{-3}$						
22.5 - 27.5	25.0	5.0	$1.45 \times 10^{-3}$	$2.50 \times 10^{-3}$	$1.99 \times 10^{-3}$						
27.5 - 32.5	30.0	5.0	$1.53 \times 10^{-3}$	$2.19 \times 10^{-3}$	$1.49 \times 10^{-3}$						
32.5 - 37.5	35.0	5.0	$1.33 \times 10^{-3}$	$1.92 \times 10^{-3}$	$1.09 \times 10^{-3}$						
37.5 - 42.5	40.0	5.0	$1.28 \times 10^{-3}$	$1.73 \times 10^{-3}$	$8.79 \times 10^{-4}$						
42.5 - 47.5	45.0	5.0	$1.29 \times 10^{-3}$	$1.54 \times 10^{-3}$	$7.87 \times 10^{-4}$						
47.5 - 55.0	51.25	7.5	$1.23 \times 10^{-3}$	$1.40 \times 10^{-3}$	$6.48 \times 10^{-4}$						
55.0 - 65.0	60.0	10.0	$1.08 \times 10^{-3}$	$1.13 \times 10^{-3}$	$4.75 \times 10^{-4}$						
65.0 - 75.0	70.0	10.0	$9.58 \times 10^{-4}$	$9.28 \times 10^{-4}$	$3.89 \times 10^{-4}$						

Tabelle 12: Flüsse sekundärer Protonen bei 90° aus dem Urantarget.

Meßwinkel = 90°, Flugweg = 156.6 cm							
Targettiefe =		2.5 cm	7.5 cm	12.5 cm	17.5 cm	22.5 cm	27.5 cm
$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^p$ (p/p-MeV·sr·cm <sup>2</sup> )					
40.1	5.2	1.24 x 10 <sup>-7</sup>	1.36 x 10 <sup>-7</sup>	5.84 x 10 <sup>-8</sup>	1.94 x 10 <sup>-8</sup>	8.13 x 10 <sup>-9</sup>	3.64 x 10 <sup>-9</sup>
44.5	3.2	1.22 x 10 <sup>-7</sup>	1.29 x 10 <sup>-7</sup>	5.05 x 10 <sup>-8</sup>	1.73 x 10 <sup>-8</sup>	6.50 x 10 <sup>-9</sup>	2.43 x 10 <sup>-9</sup>
47.8	3.6	1.19 x 10 <sup>-7</sup>	1.26 x 10 <sup>-7</sup>	5.07 x 10 <sup>-8</sup>	1.67 x 10 <sup>-8</sup>	6.28 x 10 <sup>-9</sup>	2.42 x 10 <sup>-9</sup>
51.6	4.1	1.17 x 10 <sup>-7</sup>	1.24 x 10 <sup>-7</sup>	5.01 x 10 <sup>-8</sup>	1.59 x 10 <sup>-8</sup>	5.95 x 10 <sup>-9</sup>	2.39 x 10 <sup>-9</sup>
56.0	4.6	1.19 x 10 <sup>-7</sup>	1.23 x 10 <sup>-7</sup>	4.93 x 10 <sup>-8</sup>	1.60 x 10 <sup>-8</sup>	5.34 x 10 <sup>-9</sup>	2.39 x 10 <sup>-9</sup>
61.0	5.4	1.15 x 10 <sup>-7</sup>	1.23 x 10 <sup>-7</sup>	4.66 x 10 <sup>-8</sup>	1.55 x 10 <sup>-8</sup>	5.65 x 10 <sup>-9</sup>	2.37 x 10 <sup>-9</sup>
66.8	6.3	1.20 x 10 <sup>-7</sup>	1.21 x 10 <sup>-7</sup>	4.50 x 10 <sup>-8</sup>	1.44 x 10 <sup>-8</sup>	5.02 x 10 <sup>-9</sup>	2.08 x 10 <sup>-9</sup>
73.6	7.4	1.20 x 10 <sup>-7</sup>	1.15 x 10 <sup>-7</sup>	4.08 x 10 <sup>-8</sup>	1.51 x 10 <sup>-8</sup>	4.61 x 10 <sup>-9</sup>	1.94 x 10 <sup>-9</sup>
81.6	8.7	1.38 x 10 <sup>-7</sup>	1.01 x 10 <sup>-7</sup>	3.62 x 10 <sup>-8</sup>	1.41 x 10 <sup>-8</sup>	4.77 x 10 <sup>-9</sup>	1.73 x 10 <sup>-9</sup>
91.1	10.4	1.19 x 10 <sup>-7</sup>	9.32 x 10 <sup>-8</sup>	3.35 x 10 <sup>-8</sup>	1.04 x 10 <sup>-8</sup>	4.05 x 10 <sup>-9</sup>	1.62 x 10 <sup>-9</sup>
102.6	12.6	1.07 x 10 <sup>-7</sup>	7.71 x 10 <sup>-8</sup>	2.41 x 10 <sup>-8</sup>	8.39 x 10 <sup>-9</sup>	3.33 x 10 <sup>-9</sup>	1.03 x 10 <sup>-9</sup>
112.7	7.4	8.94 x 10 <sup>-8</sup>	5.94 x 10 <sup>-8</sup>	1.90 x 10 <sup>-8</sup>	6.48 x 10 <sup>-9</sup>	2.95 x 10 <sup>-9</sup>	7.65 x 10 <sup>-10</sup>
120.5	8.2	7.83 x 10 <sup>-8</sup>	5.42 x 10 <sup>-8</sup>	1.58 x 10 <sup>-8</sup>	6.16 x 10 <sup>-9</sup>	2.14 x 10 <sup>-9</sup>	5.63 x 10 <sup>-10</sup>
129.2	9.2	7.27 x 10 <sup>-8</sup>	4.53 x 10 <sup>-8</sup>	1.38 x 10 <sup>-8</sup>	3.93 x 10 <sup>-9</sup>	1.72 x 10 <sup>-9</sup>	3.62 x 10 <sup>-10</sup>
138.9	10.3	5.86 x 10 <sup>-8</sup>	3.47 x 10 <sup>-8</sup>	1.01 x 10 <sup>-8</sup>	3.45 x 10 <sup>-9</sup>	7.01 x 10 <sup>-10</sup>	3.53 x 10 <sup>-10</sup>
149.9	11.7	4.27 x 10 <sup>-8</sup>	2.70 x 10 <sup>-8</sup>	7.44 x 10 <sup>-9</sup>	2.50 x 10 <sup>-9</sup>	8.55 x 10 <sup>-10</sup>	5.97 x 10 <sup>-10</sup>
162.3	13.3	3.58 x 10 <sup>-8</sup>	1.84 x 10 <sup>-8</sup>	4.58 x 10 <sup>-9</sup>	1.63 x 10 <sup>-9</sup>	5.07 x 10 <sup>-10</sup>	3.05 x 10 <sup>-10</sup>
176.6	15.2	2.37 x 10 <sup>-8</sup>	1.23 x 10 <sup>-8</sup>	3.04 x 10 <sup>-9</sup>	1.05 x 10 <sup>-9</sup>	2.60 x 10 <sup>-10</sup>	1.77 x 10 <sup>-10</sup>
192.9	17.7	1.63 x 10 <sup>-8</sup>	7.29 x 10 <sup>-9</sup>	2.11 x 10 <sup>-9</sup>	9.05 x 10 <sup>-10</sup>	3.09 x 10 <sup>-10</sup>	1.05 x 10 <sup>-10</sup>
212.1	20.6	8.93 x 10 <sup>-9</sup>	2.42 x 10 <sup>-9</sup>	1.27 x 10 <sup>-9</sup>	4.37 x 10 <sup>-10</sup>	9.83 x 10 <sup>-11</sup>	4.01 x 10 <sup>-11</sup>
234.5	24.5	4.17 x 10 <sup>-9</sup>	1.37 x 10 <sup>-9</sup>	7.13 x 10 <sup>-10</sup>	2.04 x 10 <sup>-10</sup>	5.09 x 10 <sup>-11</sup>	7.96 x 10 <sup>-12</sup>
261.3	29.4	1.59 x 10 <sup>-9</sup>	3.18 x 10 <sup>-10</sup>	1.89 x 10 <sup>-10</sup>	6.34 x 10 <sup>-11</sup>	8.02 x 10 <sup>-11</sup>	

Tabelle 13: Flüsse sekundärer Protonen bei  $150^\circ$  aus dem Urantarget.

Meßwinkel = $150^\circ$ , Flugweg = 168.0 cm					
Targettiefe =		12.5 cm	17.5 cm	22.5 cm	27.5 cm
$\bar{E}_i$ (MeV)	$\Delta E_i$ (MeV)	$\Phi_i^P$ (p/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )			
41.1	5.0	$2.26 \times 10^{-8}$	$1.40 \times 10^{-8}$	$6.07 \times 10^{-9}$	$1.24 \times 10^{-9}$
46.7	6.3	$2.06 \times 10^{-8}$	$1.24 \times 10^{-8}$	$5.20 \times 10^{-9}$	$1.26 \times 10^{-9}$
51.9	3.8	$1.70 \times 10^{-8}$	$1.04 \times 10^{-8}$	$4.32 \times 10^{-9}$	$1.14 \times 10^{-9}$
55.9	4.3	$1.64 \times 10^{-8}$	$9.03 \times 10^{-9}$	$3.74 \times 10^{-9}$	$9.25 \times 10^{-10}$
60.6	4.9	$1.54 \times 10^{-8}$	$8.51 \times 10^{-9}$	$3.55 \times 10^{-9}$	$9.05 \times 10^{-10}$
65.8	5.5	$1.38 \times 10^{-8}$	$7.44 \times 10^{-9}$	$2.86 \times 10^{-9}$	$7.26 \times 10^{-10}$
71.9	6.5	$1.29 \times 10^{-8}$	$6.43 \times 10^{-9}$	$2.45 \times 10^{-9}$	$5.62 \times 10^{-10}$
79.0	7.7	$1.18 \times 10^{-8}$	$5.49 \times 10^{-9}$	$2.02 \times 10^{-9}$	$4.35 \times 10^{-10}$
87.3	9.0	$1.03 \times 10^{-8}$	$4.22 \times 10^{-9}$	$1.75 \times 10^{-9}$	$3.92 \times 10^{-10}$
97.1	10.7	$8.75 \times 10^{-9}$	$3.55 \times 10^{-9}$	$1.00 \times 10^{-9}$	$2.56 \times 10^{-10}$
108.8	12.8	$6.59 \times 10^{-9}$	$2.41 \times 10^{-9}$	$7.18 \times 10^{-10}$	$1.20 \times 10^{-10}$
123.0	15.8	$4.43 \times 10^{-9}$	$1.62 \times 10^{-9}$	$4.02 \times 10^{-10}$	$9.74 \times 10^{-11}$
135.8	9.2	$3.61 \times 10^{-9}$	$1.01 \times 10^{-9}$	$2.96 \times 10^{-10}$	$5.51 \times 10^{-11}$
145.6	10.3	$3.80 \times 10^{-9}$	$8.72 \times 10^{-10}$	$2.15 \times 10^{-10}$	$2.72 \times 10^{-11}$
156.6	11.6	$3.09 \times 10^{-9}$	$7.14 \times 10^{-10}$	$1.62 \times 10^{-10}$	$2.06 \times 10^{-11}$
168.9	13.2	$2.58 \times 10^{-9}$	$5.76 \times 10^{-10}$	$1.18 \times 10^{-10}$	$5.56 \times 10^{-12}$
183.0	15.0	$2.26 \times 10^{-9}$	$4.19 \times 10^{-10}$	$6.46 \times 10^{-11}$	
199.1	17.3	$1.64 \times 10^{-9}$	$2.89 \times 10^{-10}$	$4.87 \times 10^{-11}$	
217.6	20.1	$1.18 \times 10^{-9}$	$1.85 \times 10^{-10}$	$2.99 \times 10^{-11}$	
239.4	23.5	$9.25 \times 10^{-10}$	$1.03 \times 10^{-10}$	$1.33 \times 10^{-11}$	
265.0	27.9	$6.17 \times 10^{-10}$	$4.63 \times 10^{-11}$	$4.11 \times 10^{-12}$	
295.6	33.7	$3.09 \times 10^{-10}$			
332.7	41.3	$8.23 \times 10^{-11}$			

Tabelle 14: Flüsse sekundärer Protonen bei  $30^\circ$  aus dem Urantarget.

Meßwinkel = $30^\circ$ , Flugweg = 151.7 cm					
Targettiefe = 2.5 cm			Targettiefe = 7.5 cm		
$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^p$ (p/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )	$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^p$ (p/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )
49.3	3.4	$2.61 \times 10^{-7}$	49.3	3.4	$2.74 \times 10^{-7}$
53.5	3.9	$3.57 \times 10^{-7}$	53.5	3.9	$3.49 \times 10^{-7}$
58.3	5.2	$4.05 \times 10^{-7}$	58.3	5.2	$3.77 \times 10^{-7}$
63.9	6.0	$4.35 \times 10^{-7}$	63.9	6.0	$3.97 \times 10^{-7}$
70.4	7.1	$4.52 \times 10^{-7}$	70.4	7.1	$4.01 \times 10^{-7}$
78.1	8.4	$5.10 \times 10^{-7}$	78.1	8.4	$4.30 \times 10^{-7}$
87.3	10.1	$5.54 \times 10^{-7}$	87.3	10.1	$4.32 \times 10^{-7}$
100.2	15.7	$5.45 \times 10^{-7}$	100.2	15.7	$4.55 \times 10^{-7}$
113.8	11.5	$7.38 \times 10^{-7}$	115.7	15.3	$6.17 \times 10^{-7}$
124.1	8.8	$8.95 \times 10^{-7}$	139.1	31.7	$7.09 \times 10^{-7}$
136.2	15.6	$1.03 \times 10^{-6}$	170.0	30.0	$6.94 \times 10^{-7}$
157.0	26.0	$1.09 \times 10^{-6}$	199.6	29.3	$5.95 \times 10^{-7}$
182.3	24.5	$1.15 \times 10^{-6}$	226.2	23.8	$5.23 \times 10^{-7}$
210.5	32.0	$1.04 \times 10^{-6}$	252.2	28.5	$4.02 \times 10^{-7}$
246.8	40.4	$8.51 \times 10^{-7}$	283.8	34.9	$3.05 \times 10^{-7}$
283.8	34.9	$6.56 \times 10^{-7}$	322.6	43.5	$2.04 \times 10^{-7}$
322.6	43.5	$4.84 \times 10^{-7}$	371.7	55.6	$9.33 \times 10^{-8}$
371.7	55.6	$3.11 \times 10^{-7}$	435.4	73.8	$2.30 \times 10^{-8}$
435.4	73.8	$1.63 \times 10^{-7}$			
521.7	102.4	$4.70 \times 10^{-8}$			

l = Targettiefe  
 d = Meßwinkel

Tabelle 15: Deuteronenflüsse bei 90°, 150° und 30°.

			l = 2.5 cm	7.5 cm	12.5 cm	17.5 cm	22.5 cm	27.5 cm
Meßwinkel	$E_i$ (MeV)	$\Delta E_i$ (MeV)	$\Phi_i^d$ (d/p·MeV·sr·cm <sup>2</sup> )					
	90°	49.0	4.8	$5.76 \times 10^{-9}$	$6.79 \times 10^{-9}$	$3.60 \times 10^{-9}$	$1.11 \times 10^{-9}$	$6.41 \times 10^{-10}$
54.2		5.7	$5.45 \times 10^{-9}$	$8.27 \times 10^{-9}$	$4.17 \times 10^{-9}$	$1.13 \times 10^{-9}$	$7.80 \times 10^{-10}$	$2.69 \times 10^{-10}$
60.6		7.0	$3.56 \times 10^{-9}$	$5.62 \times 10^{-9}$	$3.78 \times 10^{-9}$	$1.02 \times 10^{-9}$	$7.31 \times 10^{-10}$	$1.55 \times 10^{-10}$
68.3		8.6	$3.79 \times 10^{-9}$	$4.88 \times 10^{-9}$	$2.87 \times 10^{-9}$	$1.40 \times 10^{-9}$	$3.45 \times 10^{-10}$	$2.94 \times 10^{-10}$
78.0		10.7	$3.29 \times 10^{-9}$	$4.31 \times 10^{-9}$	$2.19 \times 10^{-9}$	$8.09 \times 10^{-10}$	$4.63 \times 10^{-10}$	$1.58 \times 10^{-10}$
86.8		6.4	$2.28 \times 10^{-9}$	$2.41 \times 10^{-9}$	$1.82 \times 10^{-9}$	$7.27 \times 10^{-10}$	$2.78 \times 10^{-10}$	$1.22 \times 10^{-10}$
93.7		7.3	$1.51 \times 10^{-9}$	$2.04 \times 10^{-9}$	$1.35 \times 10^{-9}$	$4.96 \times 10^{-10}$	$1.02 \times 10^{-10}$	$1.35 \times 10^{-10}$
101.5		8.3	$1.57 \times 10^{-9}$	$2.33 \times 10^{-9}$	$1.13 \times 10^{-9}$	$5.49 \times 10^{-10}$	$2.15 \times 10^{-10}$	$1.01 \times 10^{-10}$
110.3		9.5	$8.59 \times 10^{-10}$	$8.07 \times 10^{-10}$	$7.36 \times 10^{-10}$	$2.56 \times 10^{-10}$	$5.51 \times 10^{-11}$	$5.90 \times 10^{-11}$
120.5		10.9	$2.68 \times 10^{-10}$	$2.61 \times 10^{-10}$	$1.32 \times 10^{-10}$	$3.30 \times 10^{-11}$		
150°	51.5	4.8			$2.01 \times 10^{-9}$	$1.33 \times 10^{-9}$	$4.74 \times 10^{-10}$	$2.08 \times 10^{-10}$
	56.7	5.6			$1.70 \times 10^{-9}$	$8.50 \times 10^{-10}$	$3.33 \times 10^{-10}$	$2.64 \times 10^{-11}$
	62.9	6.8			$1.01 \times 10^{-9}$	$7.36 \times 10^{-10}$	$2.73 \times 10^{-10}$	$5.55 \times 10^{-11}$
	70.5	8.4			$5.97 \times 10^{-10}$	$4.01 \times 10^{-10}$	$1.63 \times 10^{-10}$	$4.88 \times 10^{-11}$
	79.7	10.3			$4.53 \times 10^{-10}$	$2.56 \times 10^{-10}$	$1.15 \times 10^{-10}$	$1.32 \times 10^{-11}$
	91.3	12.8			$2.47 \times 10^{-10}$	$1.67 \times 10^{-10}$	$8.02 \times 10^{-11}$	$2.72 \times 10^{-11}$
	101.8	7.7			$2.78 \times 10^{-10}$	$1.17 \times 10^{-10}$	$5.32 \times 10^{-11}$	$1.44 \times 10^{-11}$
	110.0	8.7			$9.78 \times 10^{-11}$	$9.42 \times 10^{-11}$	$2.39 \times 10^{-11}$	$9.10 \times 10^{-12}$
	119.4	9.9			$6.17 \times 10^{-11}$	$4.70 \times 10^{-11}$	$3.03 \times 10^{-12}$	$1.12 \times 10^{-11}$
30°	65.1	8.2	$6.07 \times 10^{-9}$	$5.14 \times 10^{-10}$				
	74.3	10.4	$4.84 \times 10^{-9}$	$1.48 \times 10^{-9}$				
	82.7	6.1	$4.74 \times 10^{-9}$	$3.60 \times 10^{-10}$				
	89.3	6.9	$4.53 \times 10^{-9}$	$4.22 \times 10^{-10}$				
	96.7	7.9	$5.97 \times 10^{-9}$	$1.64 \times 10^{-9}$				
	105.3	9.1	$3.39 \times 10^{-9}$	$4.06 \times 10^{-10}$				
	115.0	10.5	$3.80 \times 10^{-9}$	$8.23 \times 10^{-10}$				
	126.3	12.1	$2.99 \times 10^{-9}$	$3.70 \times 10^{-10}$				
	144.8	25.0	$2.37 \times 10^{-9}$	$5.86 \times 10^{-10}$				
175.0	35.4	$8.24 \times 10^{-10}$	$8.54 \times 10^{-11}$					

Tabelle 16: Pionenflüsse bei 90°, 150° und 30°.

Meßwinkel = 90°				Meßwinkel = 30°					
Targettiefe =		2.5 cm	7.5 cm	12.5 cm	17.5 cm	Targettiefe =		2.5 cm	7.5 cm
$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^\pi$ ( $\pi^\pm/p$ MeV sr cm <sup>2</sup> )				$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^\pi$ ( $\pi^\pm/p$ MeV sr cm <sup>2</sup> )	
34.4	3.6	5.01 x 10 <sup>-8</sup>	1.99 x 10 <sup>-8</sup>			38.0	4.2	9.17 x 10 <sup>-7</sup>	2.42 x 10 <sup>-7</sup>
39.4	4.3	5.55 x 10 <sup>-8</sup>	2.26 x 10 <sup>-8</sup>	3.47 x 10 <sup>-9</sup>	6.87 x 10 <sup>-10</sup>	42.6	5.1	1.55 x 10 <sup>-6</sup>	4.30 x 10 <sup>-7</sup>
44.2	5.3	5.76 x 10 <sup>-8</sup>	1.80 x 10 <sup>-8</sup>	2.70 x 10 <sup>-9</sup>	8.28 x 10 <sup>-10</sup>	48.3	6.4	2.03 x 10 <sup>-6</sup>	4.71 x 10 <sup>-7</sup>
50.0	6.6	5.41 x 10 <sup>-8</sup>	1.70 x 10 <sup>-8</sup>	1.62 x 10 <sup>-9</sup>	9.55 x 10 <sup>-10</sup>	55.7	8.2	2.06 x 10 <sup>-6</sup>	6.06 x 10 <sup>-7</sup>
57.6	8.5	5.12 x 10 <sup>-8</sup>	1.32 x 10 <sup>-8</sup>	1.14 x 10 <sup>-9</sup>	5.14 x 10 <sup>-10</sup>	65.1	10.8	2.10 x 10 <sup>-6</sup>	4.77 x 10 <sup>-7</sup>
67.2	11.1	4.55 x 10 <sup>-8</sup>	1.24 x 10 <sup>-8</sup>	1.27 x 10 <sup>-9</sup>	4.33 x 10 <sup>-10</sup>	78.2	15.1	1.60 x 10 <sup>-6</sup>	2.15 x 10 <sup>-7</sup>
80.7	15.4	3.40 x 10 <sup>-8</sup>	7.16 x 10 <sup>-9</sup>	8.11 x 10 <sup>-10</sup>	4.09 x 10 <sup>-10</sup>	96.1	22.5	1.17 x 10 <sup>-6</sup>	2.65 x 10 <sup>-8</sup>
99.0	22.9	2.03 x 10 <sup>-8</sup>	3.18 x 10 <sup>-9</sup>	5.33 x 10 <sup>-10</sup>	3.03 x 10 <sup>-10</sup>	124.6	37.4	4.49 x 10 <sup>-7</sup>	
128.3	38.2	8.61 x 10 <sup>-9</sup>	1.23 x 10 <sup>-9</sup>	1.77 x 10 <sup>-10</sup>	1.16 x 10 <sup>-10</sup>	178.8	78.4	1.04 x 10 <sup>-7</sup>	
184.0	79.8	1.79 x 10 <sup>-9</sup>	2.76 x 10 <sup>-10</sup>						
Meßwinkel = 150°									
Targettiefe =		12.5 cm	17.5 cm	22.5 cm					
$\bar{E}_1$ (MeV)	$\delta E_1$ (MeV)	$\Phi_i^\pi$ ( $\pi^\pm/p$ MeV sr cm <sup>2</sup> )							
30.2	2.6	4.84 x 10 <sup>-9</sup>	6.92 x 10 <sup>-10</sup>	1.72 x 10 <sup>-10</sup>					
32.9	2.9	7.96 x 10 <sup>-9</sup>	1.58 x 10 <sup>-9</sup>	3.18 x 10 <sup>-10</sup>					
36.2	3.5	8.99 x 10 <sup>-9</sup>	2.21 x 10 <sup>-9</sup>	3.74 x 10 <sup>-10</sup>					
39.9	4.1	5.54 x 10 <sup>-9</sup>	1.70 x 10 <sup>-9</sup>	1.86 x 10 <sup>-10</sup>					
44.5	5.0	3.11 x 10 <sup>-9</sup>	1.37 x 10 <sup>-9</sup>	1.37 x 10 <sup>-10</sup>					
49.9	6.1	1.86 x 10 <sup>-9</sup>	6.08 x 10 <sup>-10</sup>	2.42 x 10 <sup>-11</sup>					
56.9	7.6	1.22 x 10 <sup>-9</sup>	3.66 x 10 <sup>-10</sup>	1.59 x 10 <sup>-11</sup>					
65.6	9.8	5.55 x 10 <sup>-10</sup>	1.04 x 10 <sup>-10</sup>						
77.1	13.3	2.89 x 10 <sup>-10</sup>							

Tabelle 17: Integrale Ausbeuten an sekundären Protonen, Pionen und Deuteronen aus den ersten 30 cm des Urantargets bei 90°.

$Y_i$ = Ausbeute geladener Teilchen Meßwinkel = 90°								
$\bar{E}_i$ (MeV)	$\delta E_i$ (MeV)	$Y_i^p$ (p/p·MeV·sr)	$\bar{E}_i$ (MeV)	$\delta E_i$ (MeV)	$Y_i^\pi$ ( $\pi^\pm$ /p·MeV·sr)	$\bar{E}_i$ (MeV)	$\delta E_i$ (MeV)	$Y_i^d$ (d/p·MeV·sr)
40.1	5.2	$6.96 \times 10^{-6}$	34.4	3.6	$1.40 \times 10^{-6}$	49.0	4.8	$3.70 \times 10^{-7}$
44.5	3.2	$6.55 \times 10^{-6}$	39.4	4.3	$1.64 \times 10^{-6}$	54.2	5.7	$4.01 \times 10^{-7}$
47.8	3.6	$6.42 \times 10^{-6}$	44.2	5.3	$1.58 \times 10^{-6}$	60.6	7.0	$2.98 \times 10^{-7}$
51.6	4.1	$6.31 \times 10^{-6}$	50.0	6.6	$1.48 \times 10^{-6}$	68.3	8.6	$2.72 \times 10^{-7}$
56.0	4.6	$6.31 \times 10^{-6}$	57.6	8.5	$1.32 \times 10^{-6}$	78.0	10.7	$2.24 \times 10^{-7}$
61.0	5.4	$6.16 \times 10^{-6}$	67.2	11.1	$1.19 \times 10^{-6}$	86.8	6.4	$1.53 \times 10^{-7}$
66.8	6.3	$6.13 \times 10^{-6}$	80.7	15.4	$8.49 \times 10^{-7}$	93.7	7.3	$1.13 \times 10^{-7}$
73.6	7.4	$5.93 \times 10^{-6}$	99.0	22.9	$4.87 \times 10^{-7}$	101.5	8.3	$1.18 \times 10^{-7}$
81.6	8.7	$5.90 \times 10^{-6}$	128.3	38.2	$2.02 \times 10^{-7}$	110.3	9.5	$5.54 \times 10^{-8}$
91.1	10.4	$5.23 \times 10^{-6}$	184.0	79.8	$4.11 \times 10^{-8}$	120.5	10.9	$1.36 \times 10^{-8}$
102.6	12.6	$4.43 \times 10^{-6}$						
112.7	7.4	$3.55 \times 10^{-6}$						
120.5	8.2	$3.21 \times 10^{-6}$						
129.2	9.2	$2.74 \times 10^{-6}$						
138.9	10.3	$2.16 \times 10^{-6}$						
149.9	11.7	$1.62 \times 10^{-6}$						
162.3	13.3	$1.22 \times 10^{-6}$						
176.6	15.2	$8.10 \times 10^{-7}$						
192.9	17.7	$5.41 \times 10^{-7}$						
212.1	20.6	$2.82 \times 10^{-7}$						
234.5	24.5	$1.38 \times 10^{-7}$						
261.3	29.4	$4.48 \times 10^{-8}$						

Tabelle 18: Totaler Neutronenfluß und Fluß sekundärer Protonen abhängig von der Eindringtiefe des Protonenstrahls in das Urantarget.

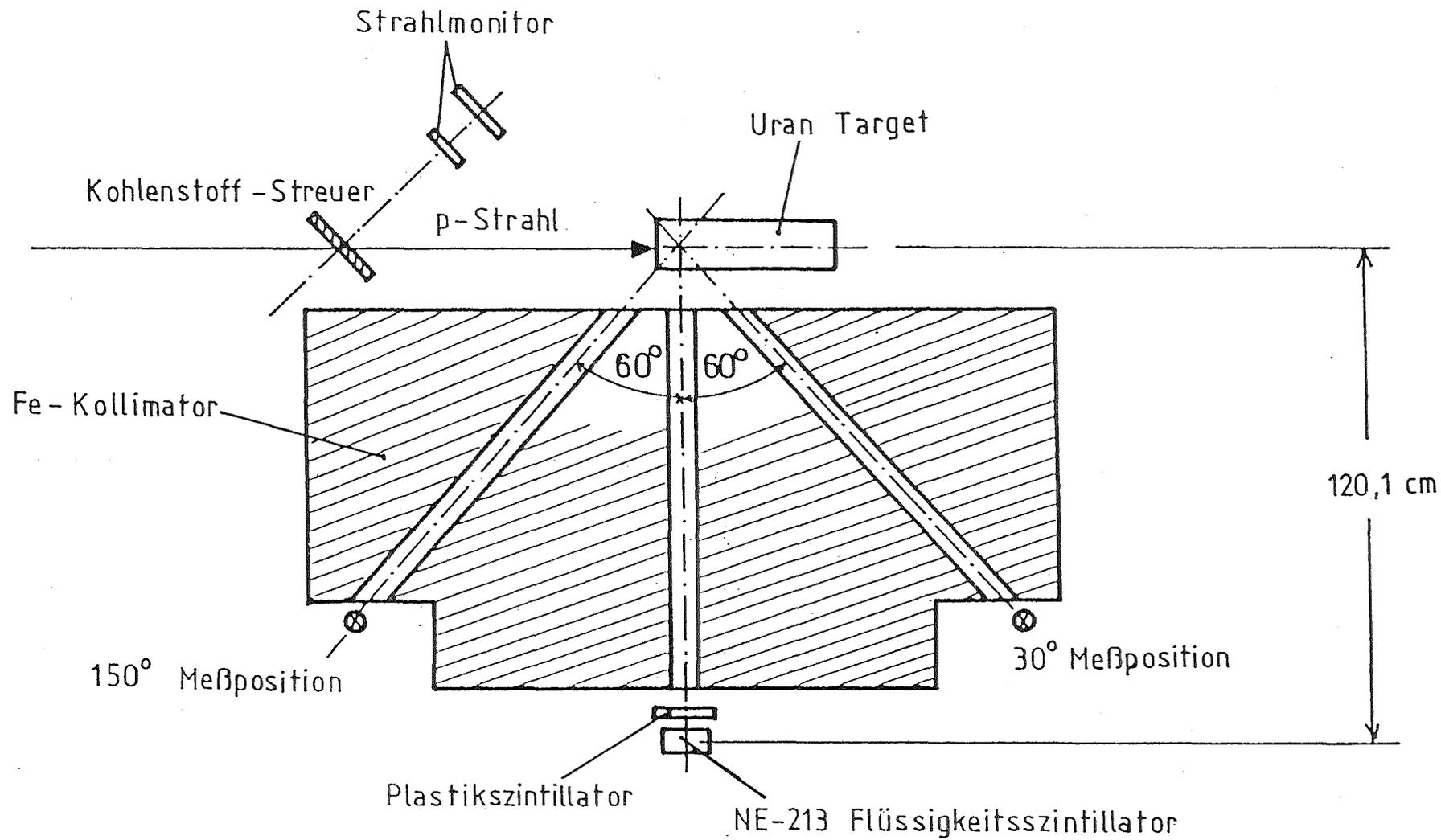
d = Eindringtiefe ins Target

$\Phi^n(d)$  = gesamter Neutronenfluß ( $E > 1.5$  MeV; bei  $150^\circ$   $E > 1.1$  MeV)

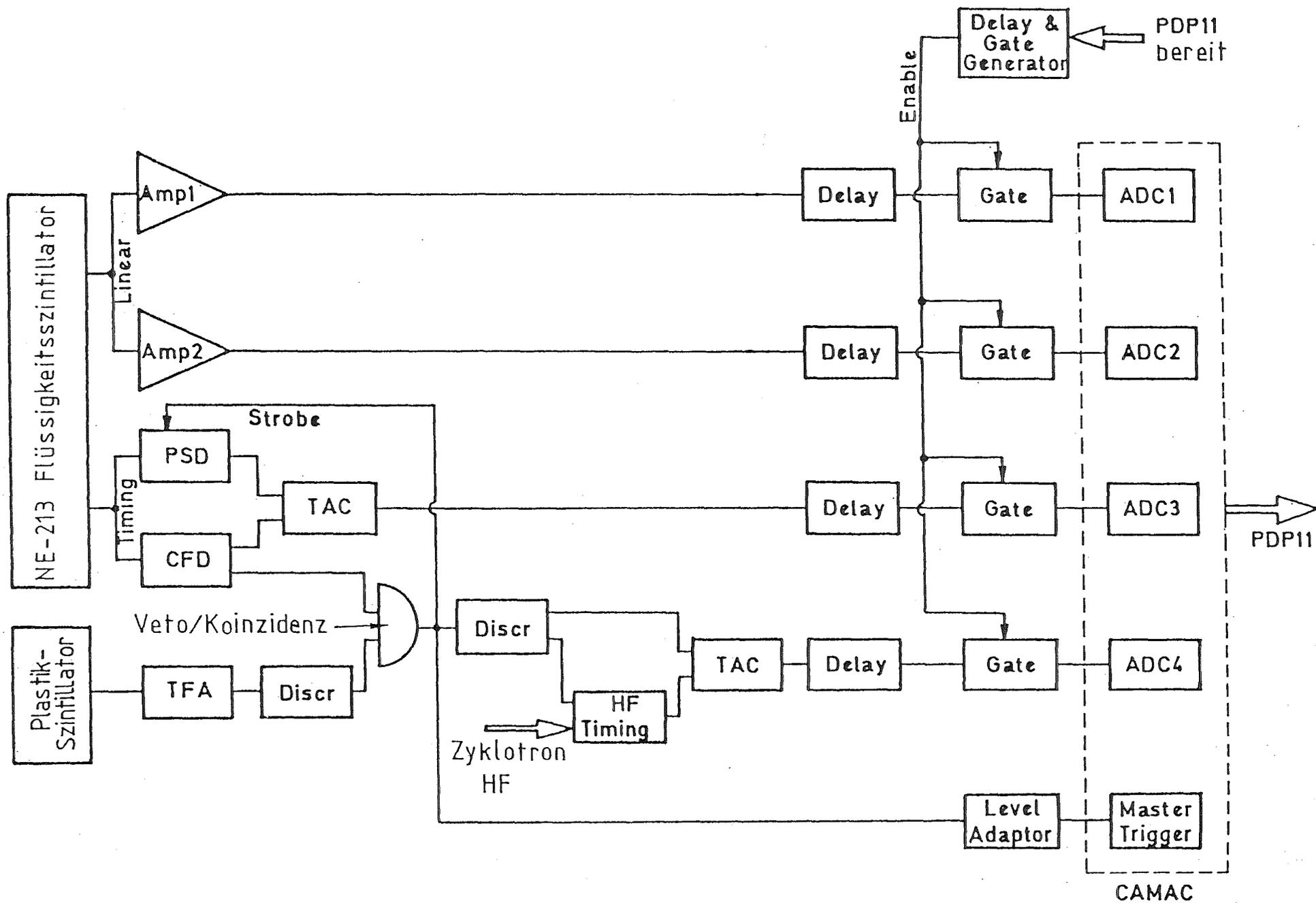
Meßwinkel $\theta_n$ :		$90^\circ$	$150^\circ$	$30^\circ$
d (cm)	$\Phi^n(d)$ (n/p · sr · cm <sup>2</sup> )			
2.5		$2.01 \times 10^{-2}$	$3.88 \times 10^{-2}$	$1.00 \times 10^{-2}$
7.5		$1.04 \times 10^{-2}$	$1.44 \times 10^{-2}$	$6.63 \times 10^{-3}$
12.5		$3.73 \times 10^{-3}$	$5.99 \times 10^{-3}$	$3.33 \times 10^{-3}$
17.5		$1.42 \times 10^{-3}$	$3.57 \times 10^{-3}$	$9.78 \times 10^{-4}$
22.5		$4.94 \times 10^{-4}$	$1.46 \times 10^{-3}$	$2.58 \times 10^{-4}$
27.5		$1.94 \times 10^{-4}$	$2.33 \times 10^{-4}$	$7.76 \times 10^{-5}$

$\Phi^P(d)$  = gesamter Fluß sekundärer Protonen ( $E_p > 38$  MeV)

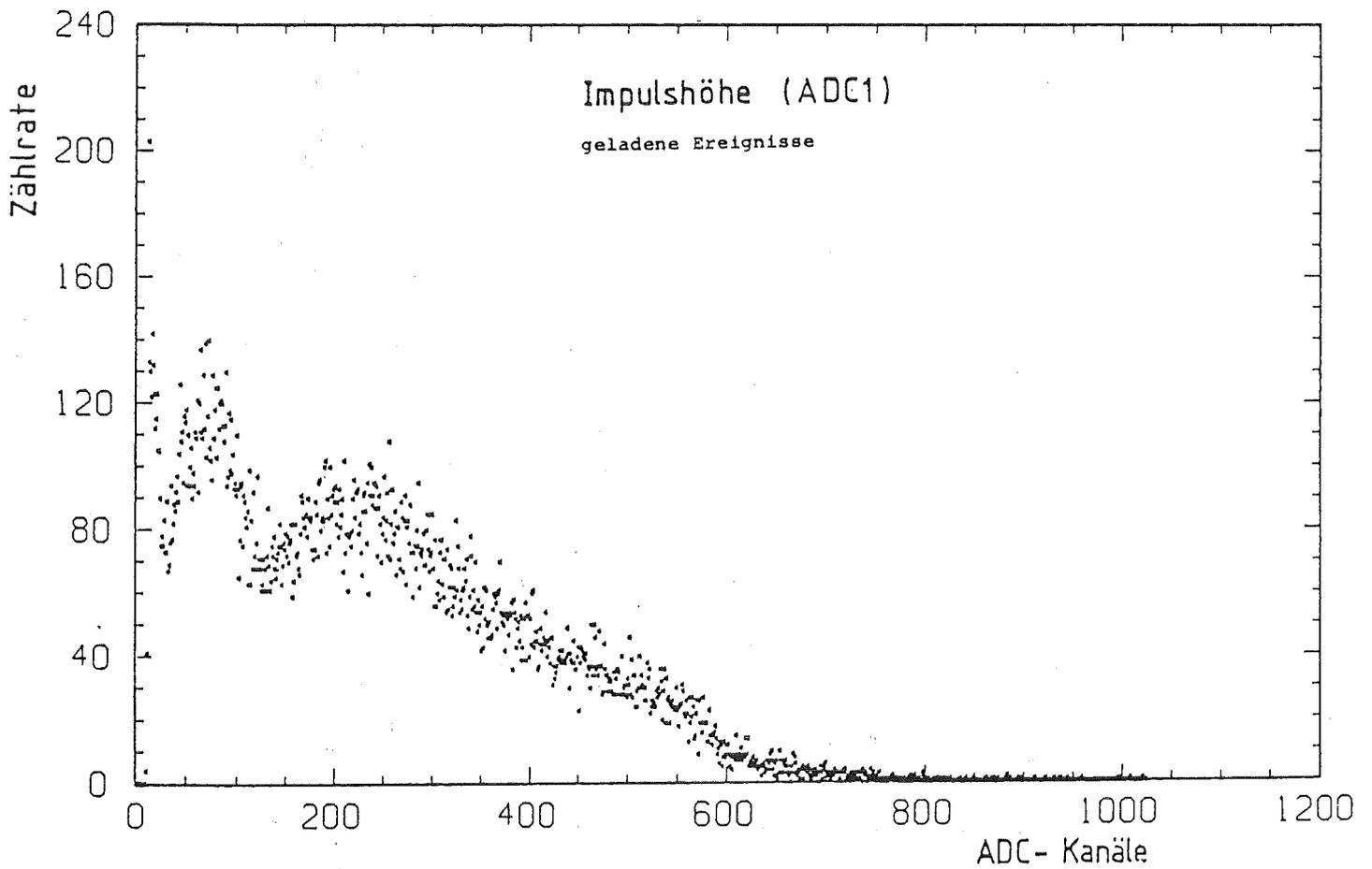
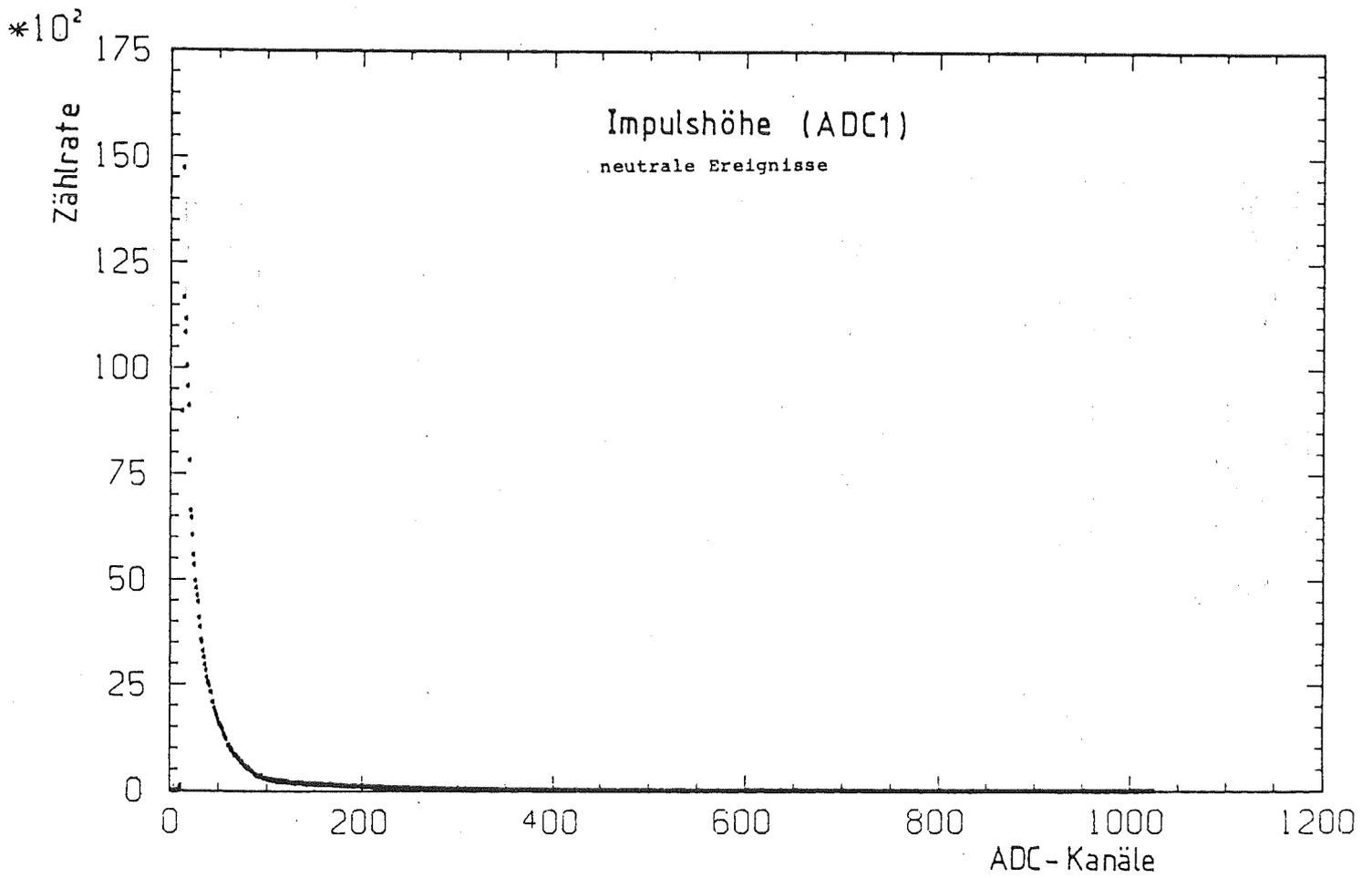
Meßwinkel $\theta_p$ :		$90^\circ$
d (cm)	$\Phi^P(d)$ (p'/p · sr · cm <sup>2</sup> )	
2.5		$1.41 \times 10^{-5}$
7.5		$1.06 \times 10^{-5}$
12.5		$3.77 \times 10^{-6}$
17.5		$1.28 \times 10^{-6}$
22.5		$4.54 \times 10^{-7}$
27.5		$1.81 \times 10^{-7}$



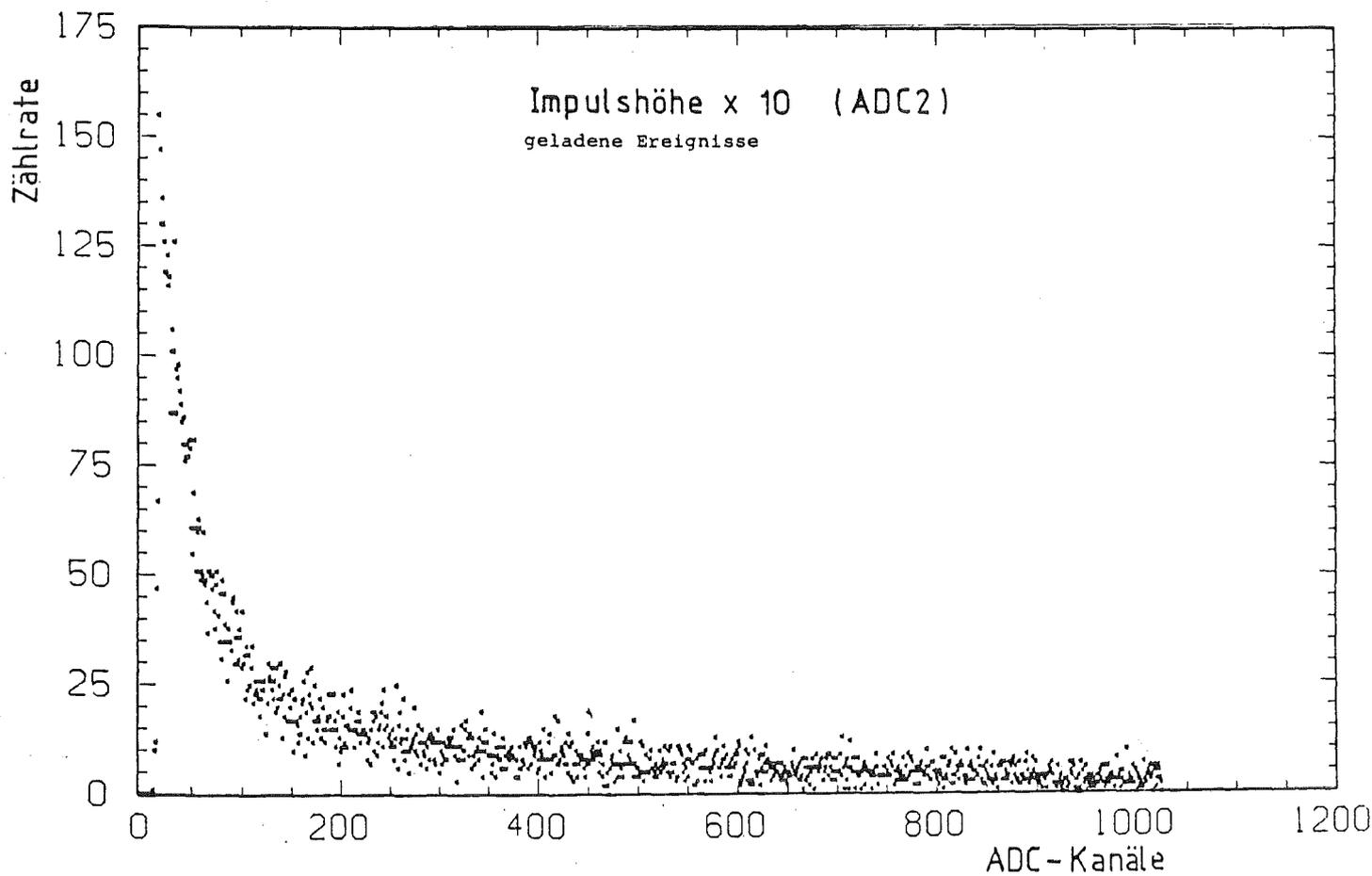
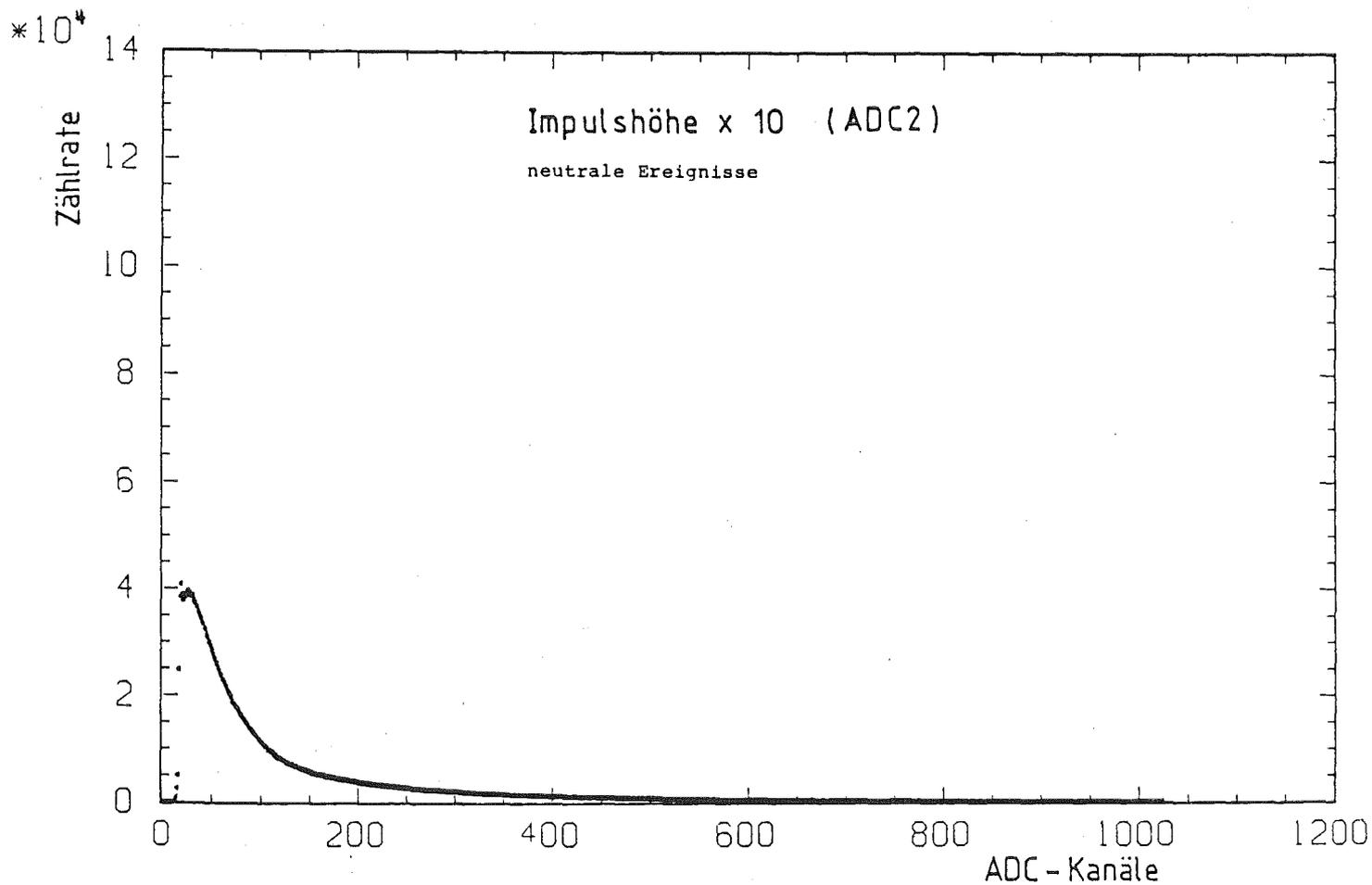
Figur 4 - Skizze des Aufbaus des Experiments



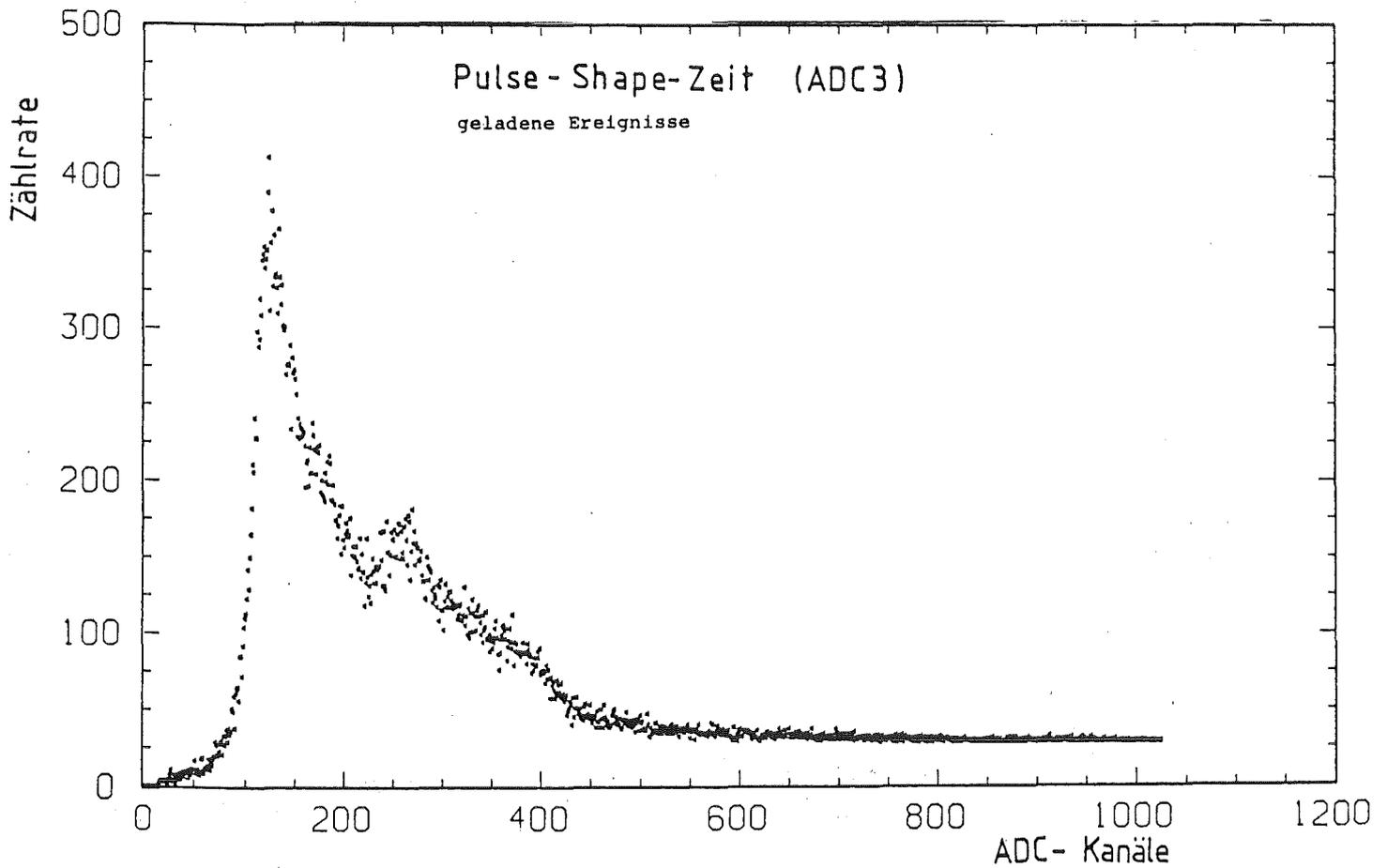
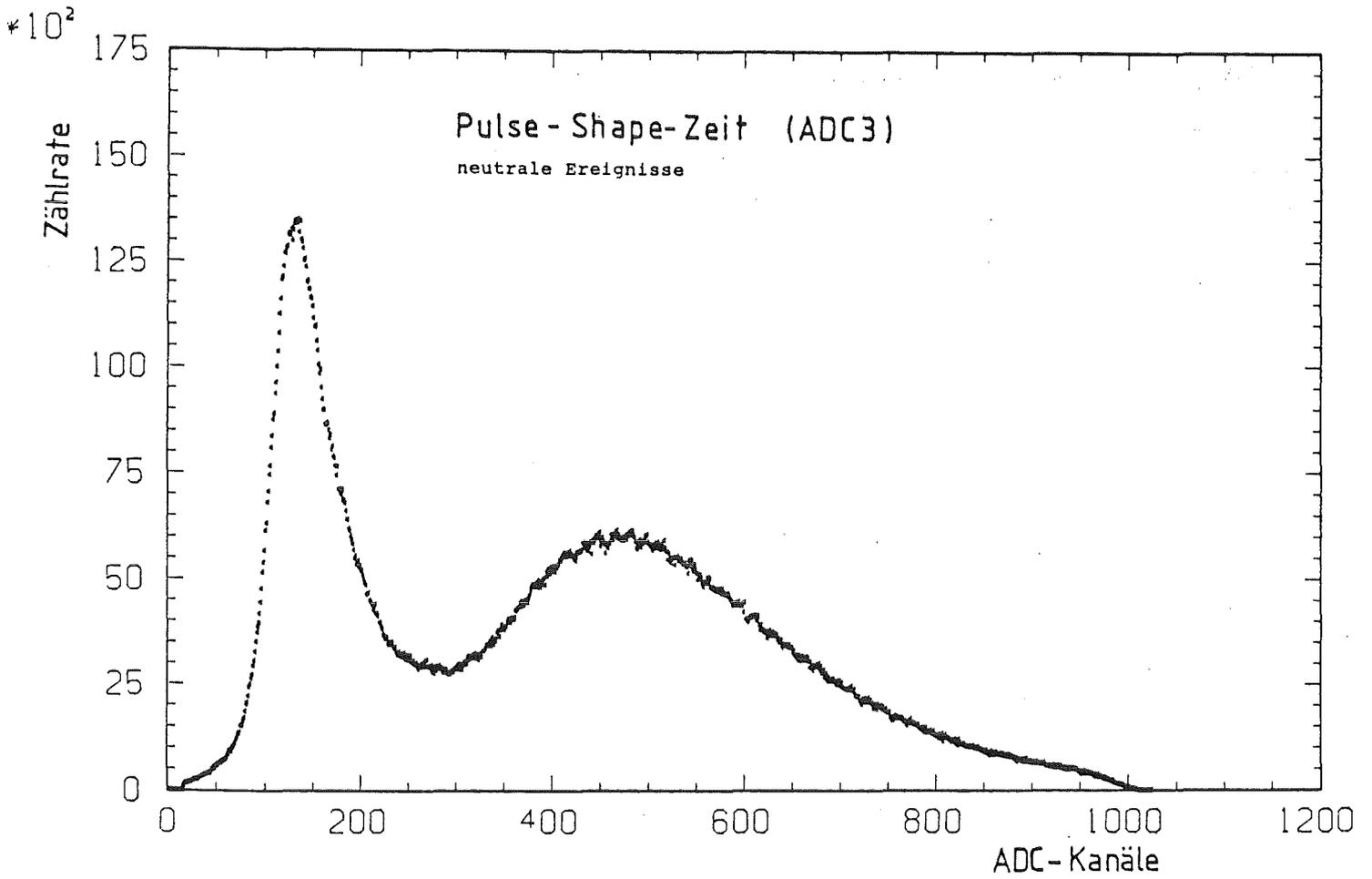
Figur 5 - Blockschaltbild der beim Experiment verwendeten Elektronik.



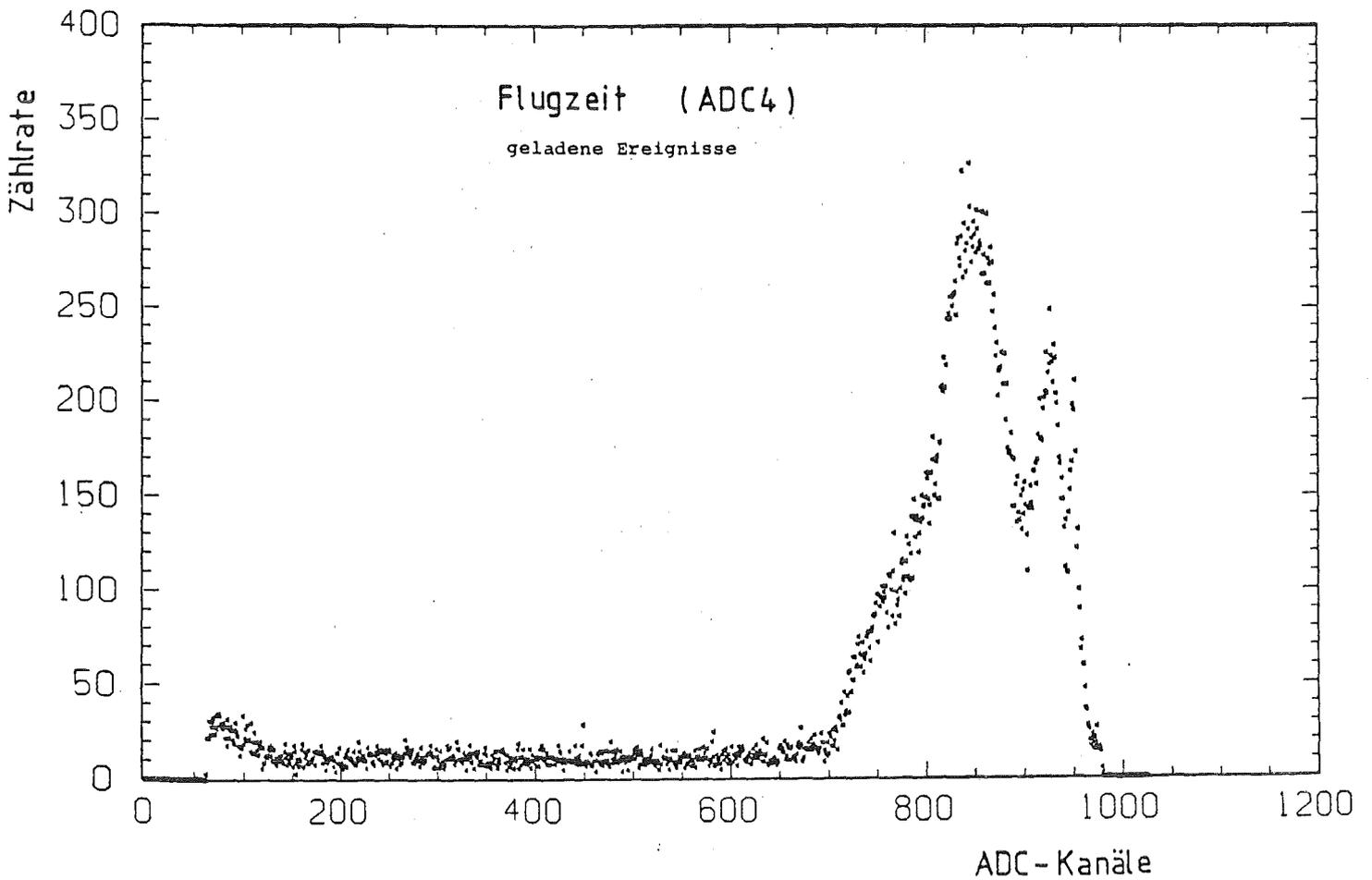
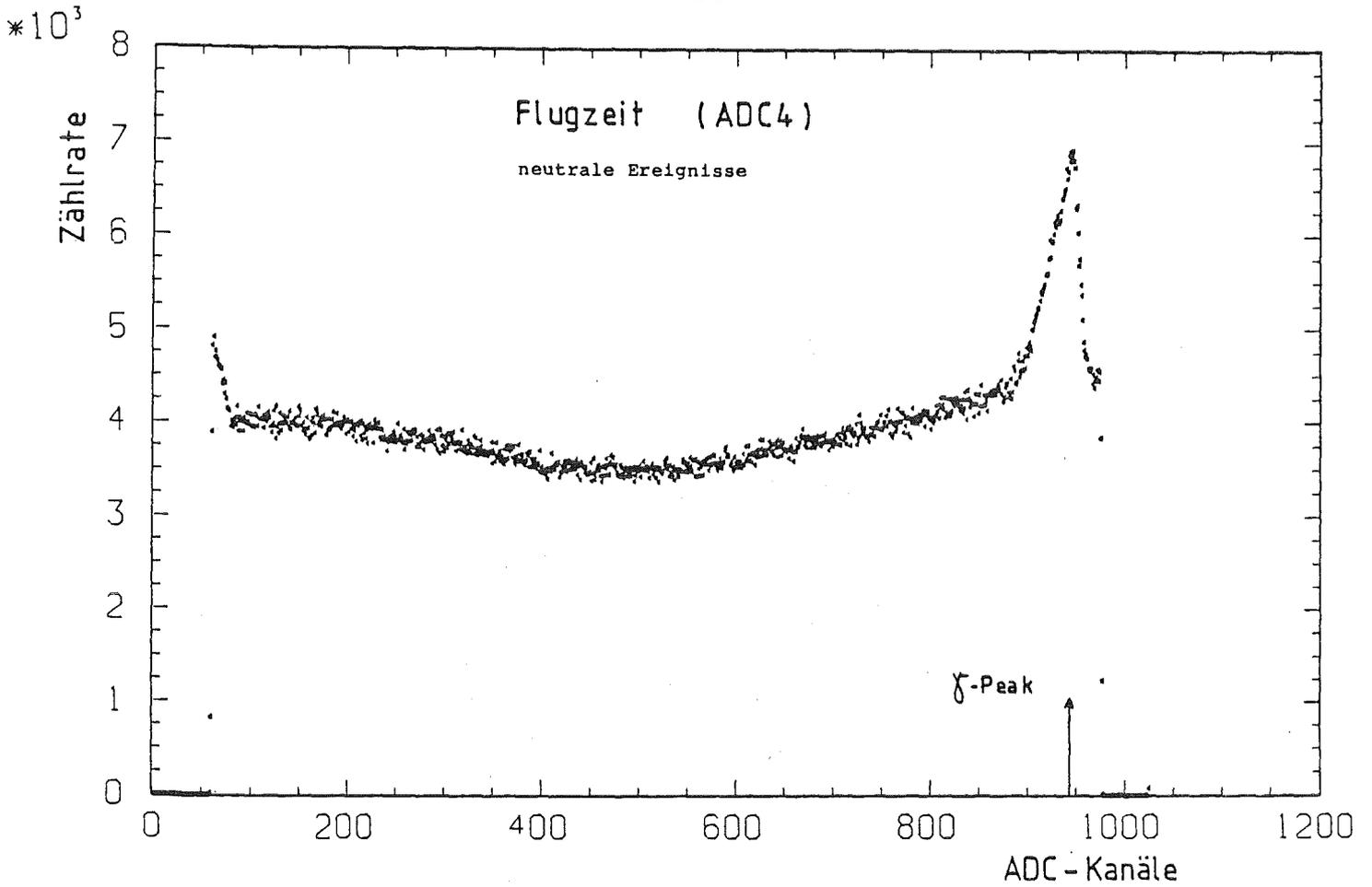
Figur 6a + 6b - Impulshöhenspektrum (ADC1) für:  
a) Neutrale Ereignisse (Meßwinkel  $90^\circ$ , Targettiefe 2.5 cm)  
b) Geladene Ereignisse (Meßwinkel  $90^\circ$ , Targettiefe 2.5 cm)



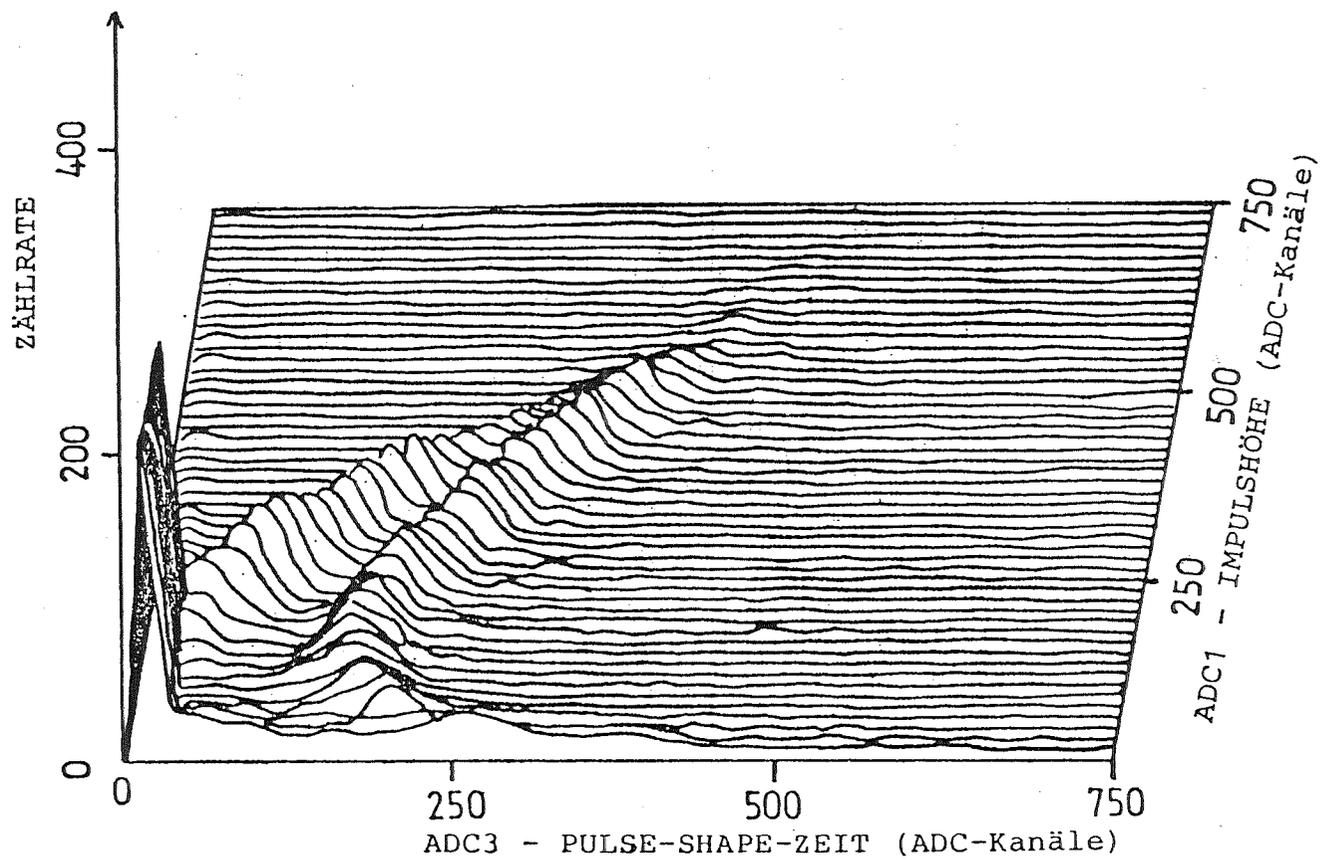
Figur 7a + 7b - Impulshöhenspektrum x 10 (ADC2) für:  
a) Neutrale Ereignisse (Meßwinkel  $90^\circ$ , Targettiefe 2.5 cm)  
b) Geladene Ereignisse ( "  $90^\circ$ , " 2.5 cm)



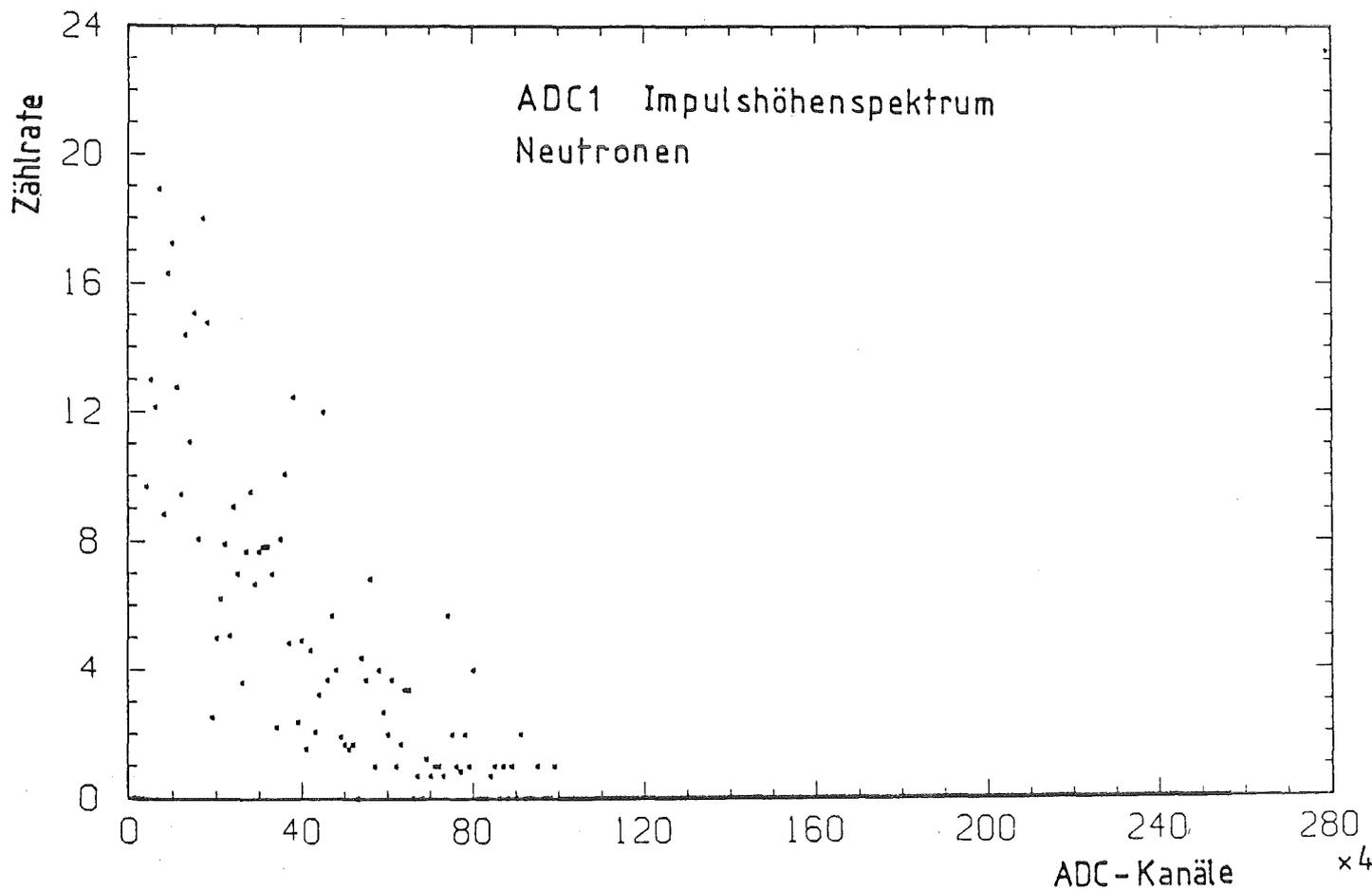
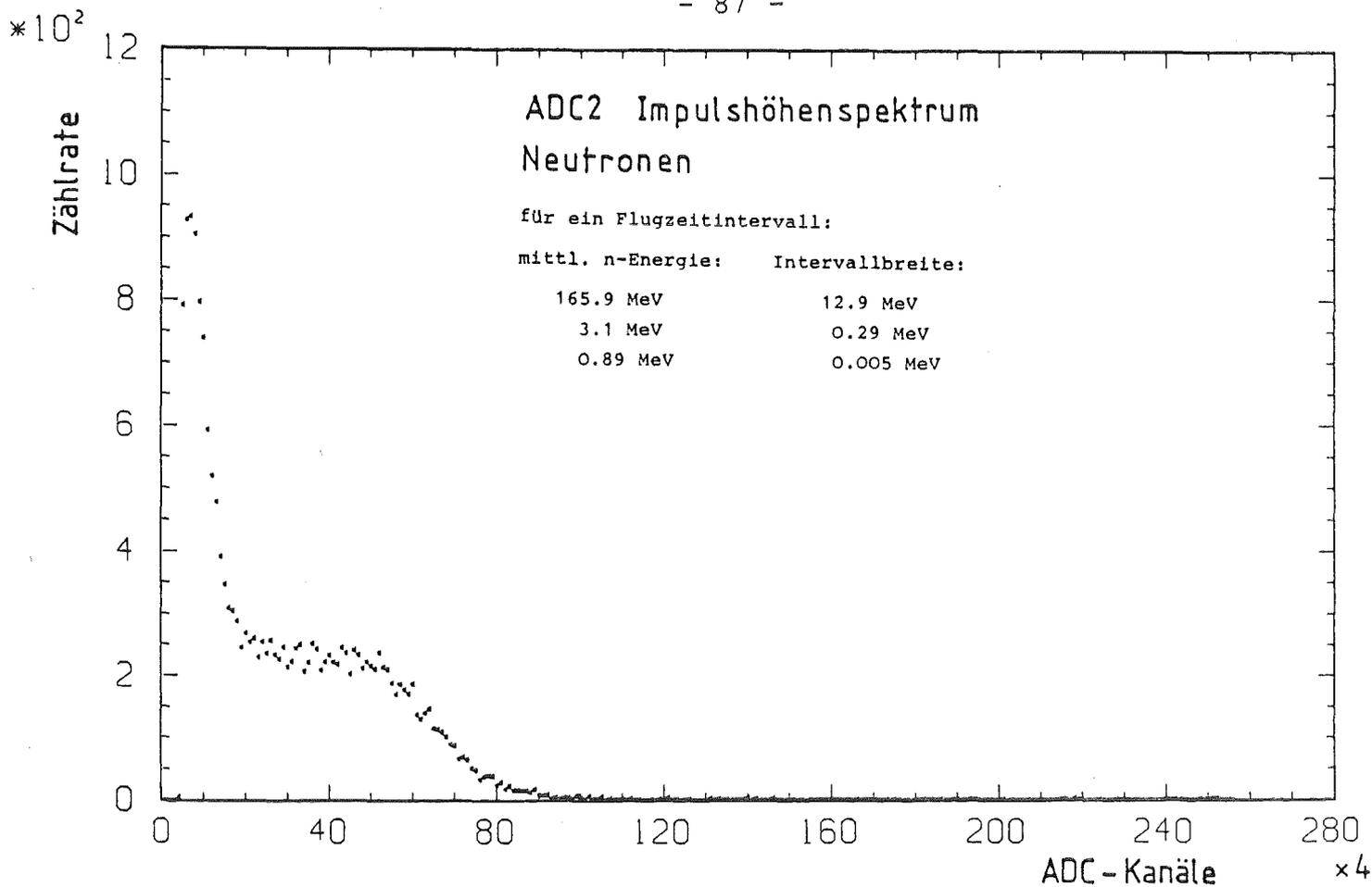
Figur 8a + 8b - Spektrum der Pulse-Shape-Zeit (ADC3) für:  
a) Neutrale Ereignisse (Meßwinkel  $90^\circ$ , Targettiefe 2.5 cm)  
b) Geladene Ereignisse ( "  $90^\circ$ , " 2.5 cm)



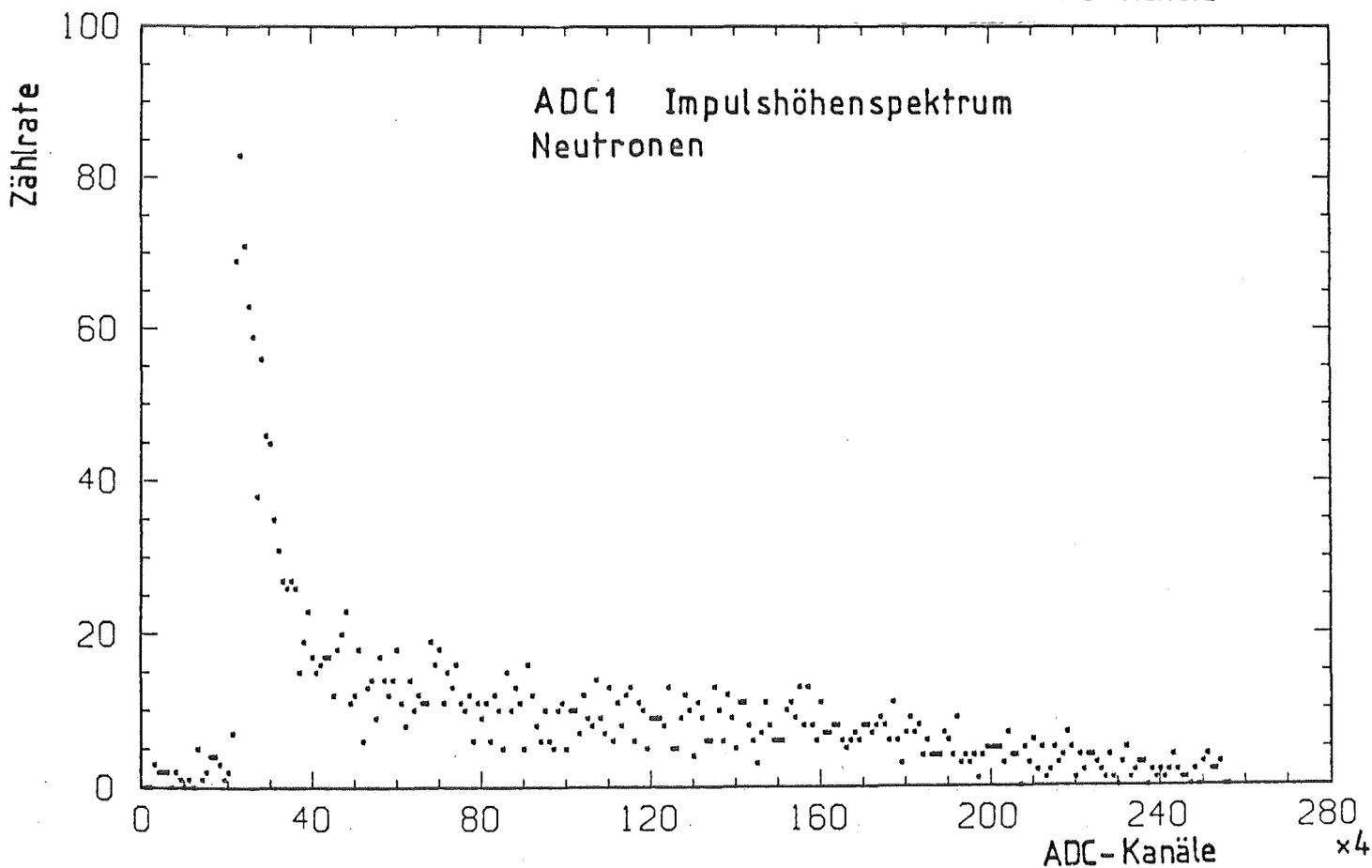
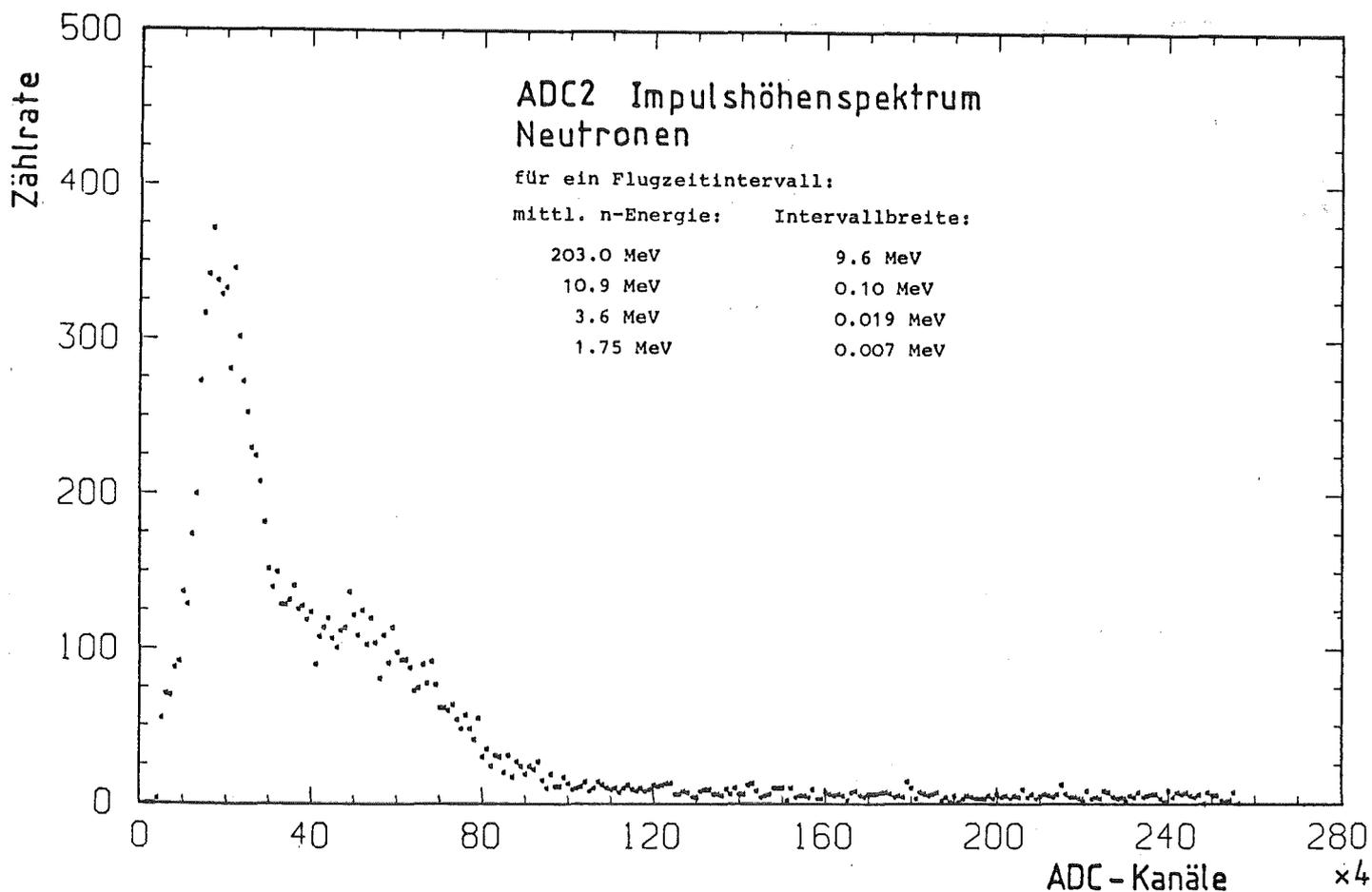
Figur 9a + 9b - Flugzeitspektrum (ADC4) für:  
a) Neutrale Ereignisse (Meßwinkel  $90^\circ$ , Targettiefe 2.5 cm)  
b) Geladene Ereignisse ( " "  $90^\circ$ , " 2.5 cm)



Figur 10 - Darstellung der Ausbeuten als Funktion von Pulse-Shape-Zeit (ADC3) und Impulshöhe (ADC1).

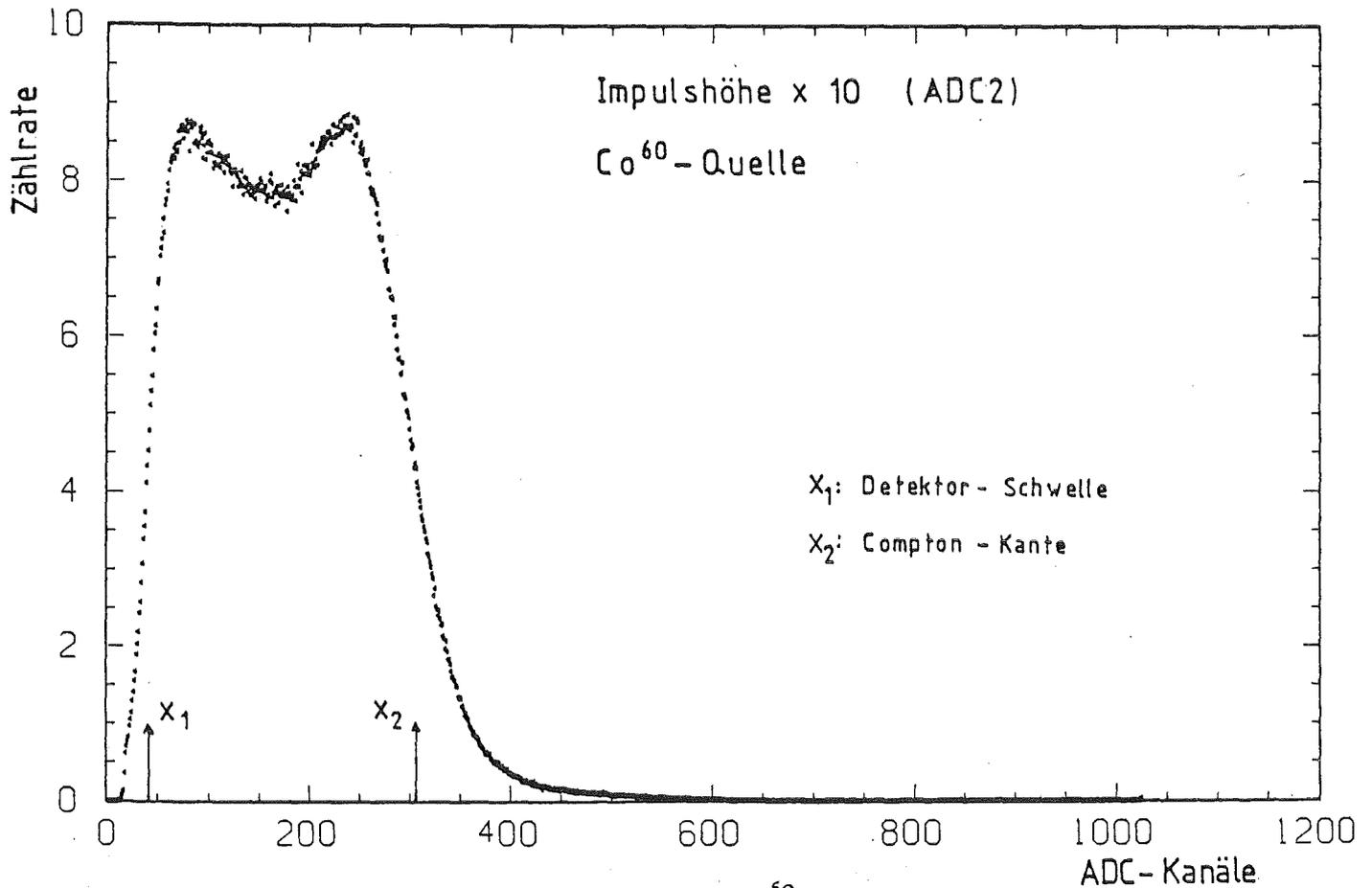


Figur 11a + 11b - Impulshöhenspektren (ADC1 und ADC2) für Neutronen zu einem Flugzeitintervall bei einem Meßwinkel von  $150^\circ$  und einer Targettiefe von 2.5 cm. Die Spektren zeigen Ergebnisse der Messungen bei einer Strahlpulsfrequenz von 17 MHz. In ADC2 sind 3 Überlagerungen im Neutronenspektrum zu erkennen, die den 3 möglichen mittleren Neutronenenergien des Intervalls von 165.9 MeV, 3.1 MeV und 0.89 MeV entsprechen.

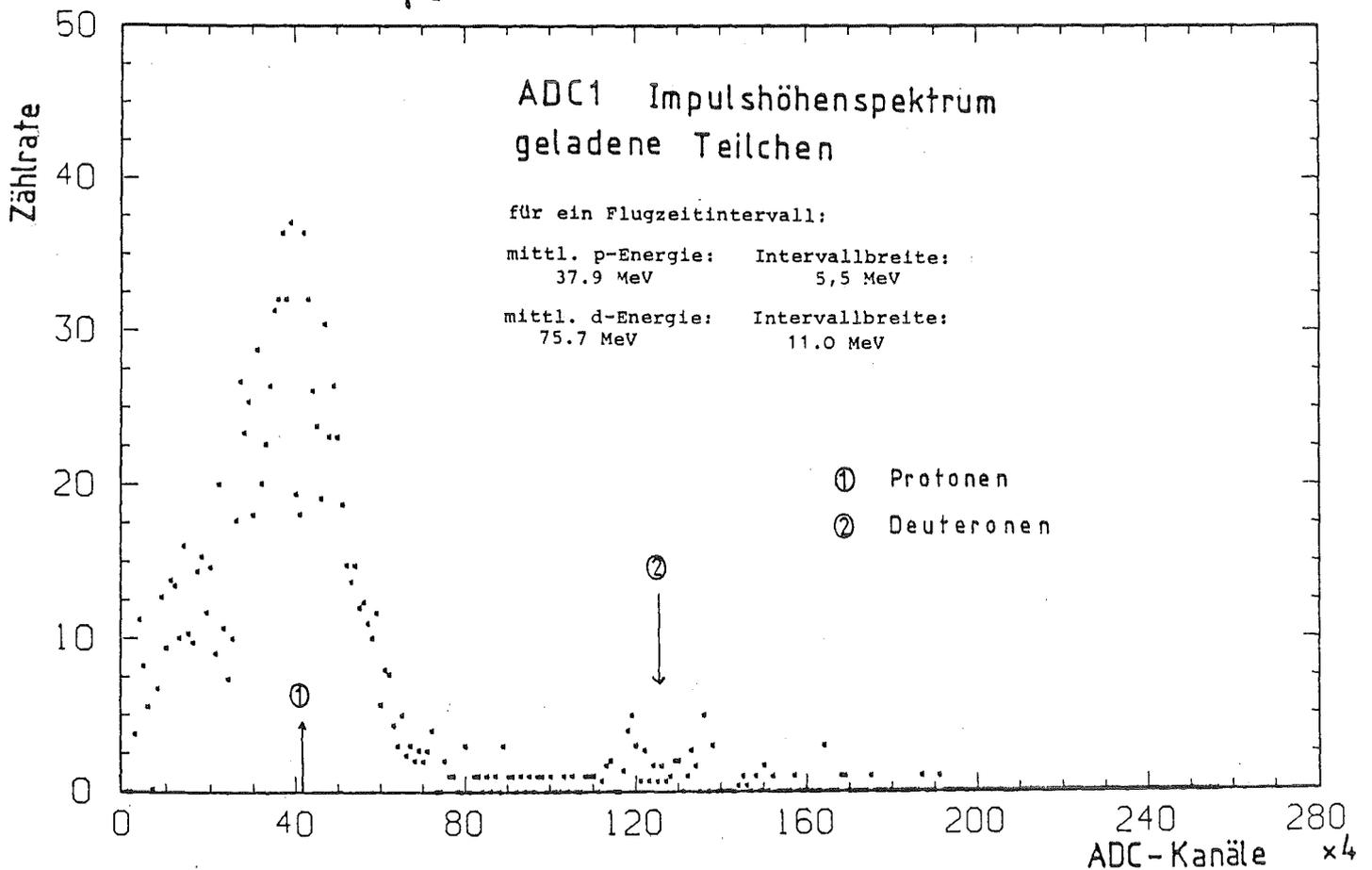


Figur 12a + 12b - Impulshöhenspektren (ADC1 und ADC2) für Neutronen zu einem Flugzeitintervall bei einem Meßwinkel von  $30^\circ$  und einer Targettiefe von 2.5 cm. Die Spektren stammen von Messungen bei einer Strahlpulsfrequenz von 50 MHz. Der höheren Pulsfrequenz entsprechend treten in ADC2 und ADC1 Überlappungen von 4 möglichen Neutronenenergien des Intervalls auf: 203 MeV, 10.8 MeV, 3.6 MeV und 1.75 MeV.

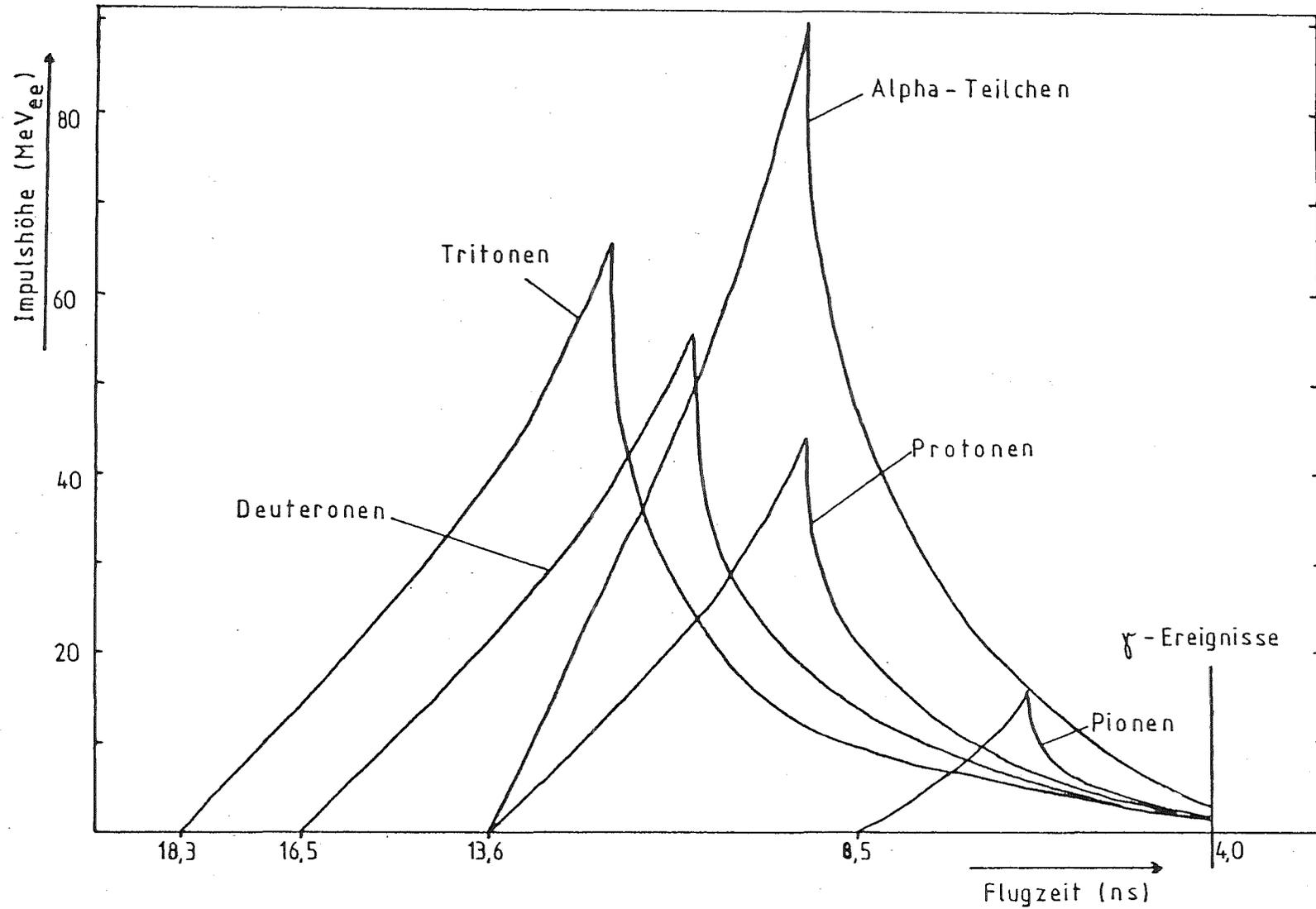
\*10<sup>3</sup>



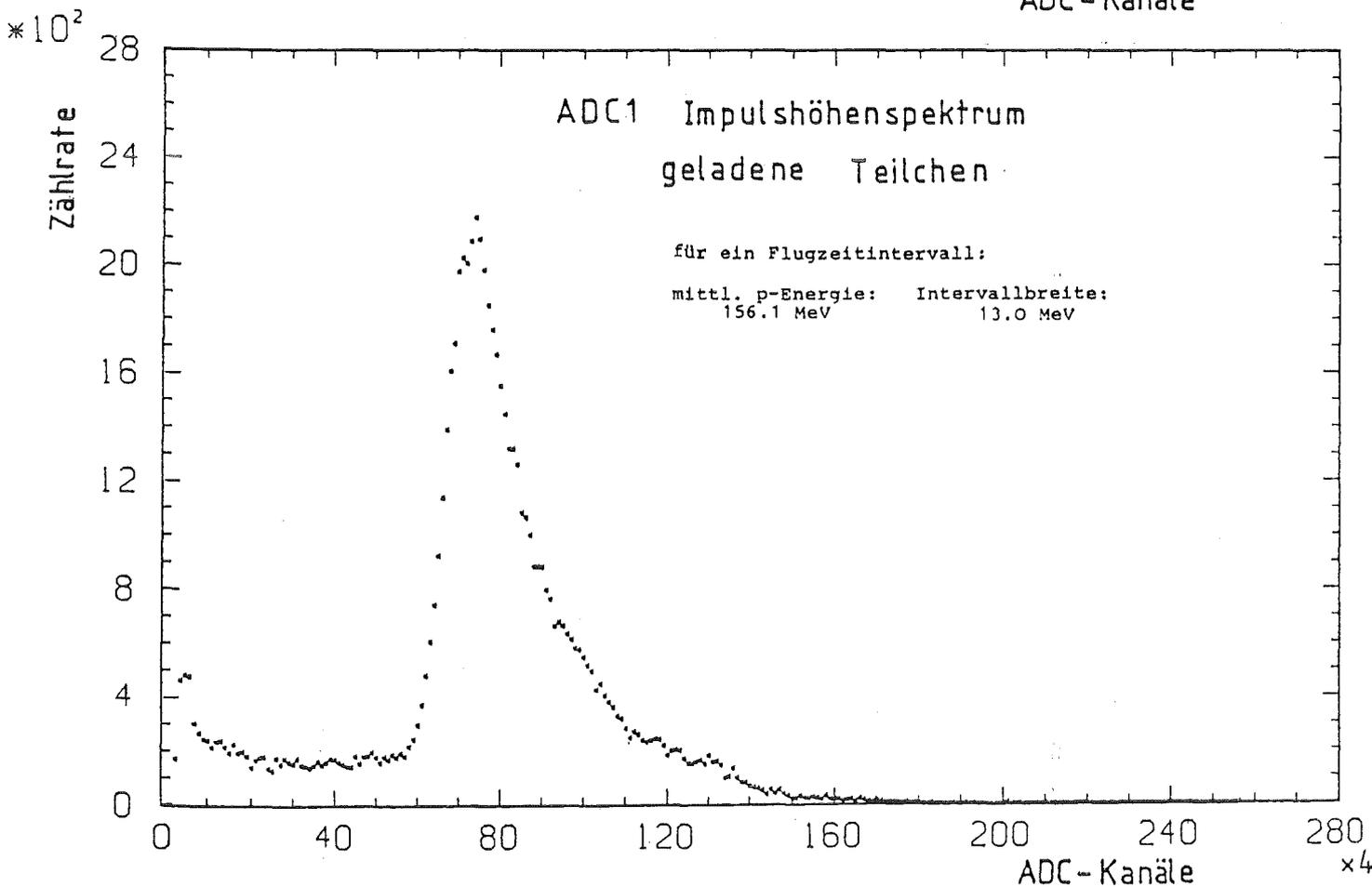
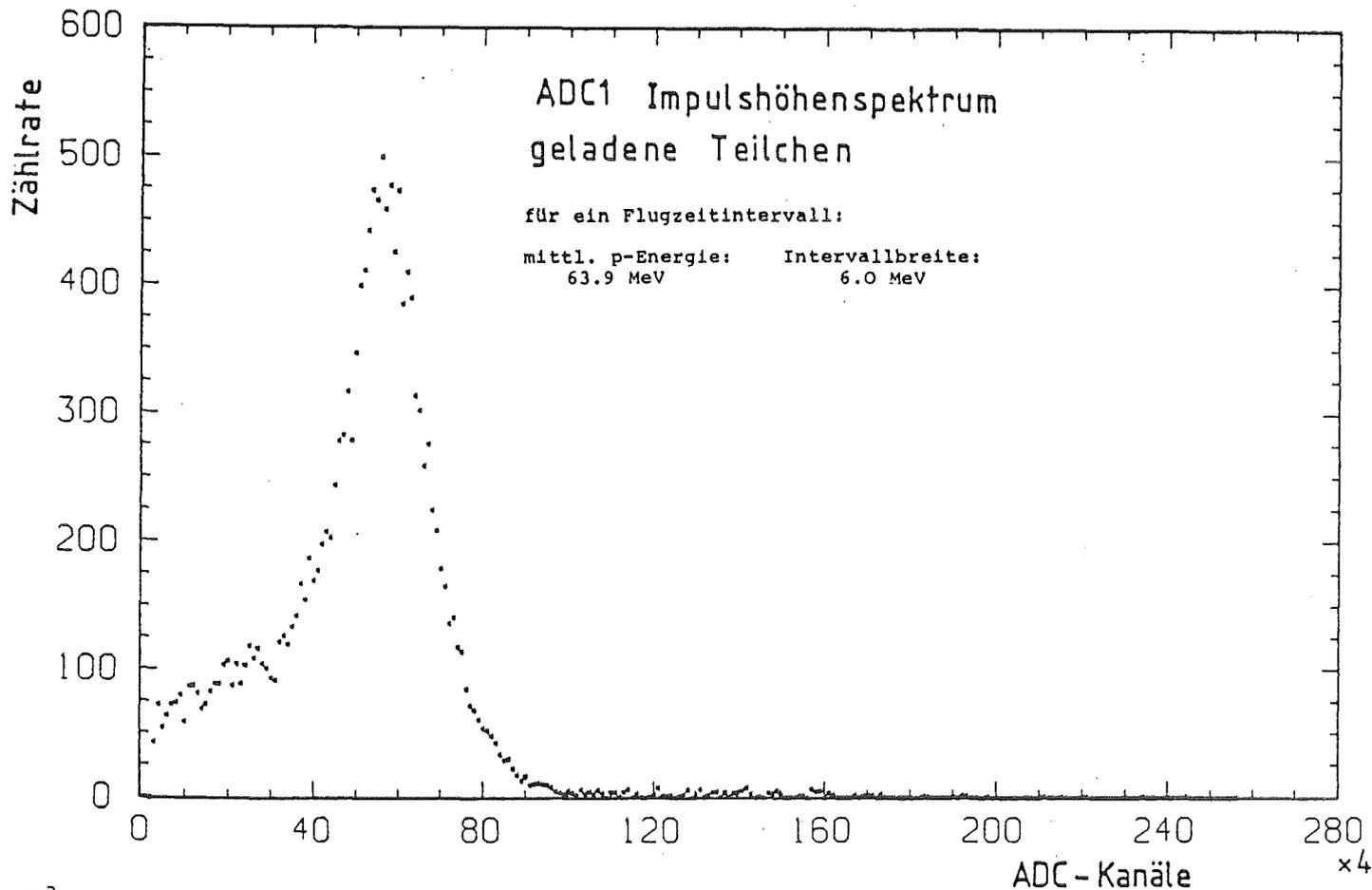
Figur 13 - ADC2-Spektrum der von einer Co<sup>60</sup>-Quelle emittierten  $\gamma$ -Quanten von 1.17 MeV und 1.33 MeV.



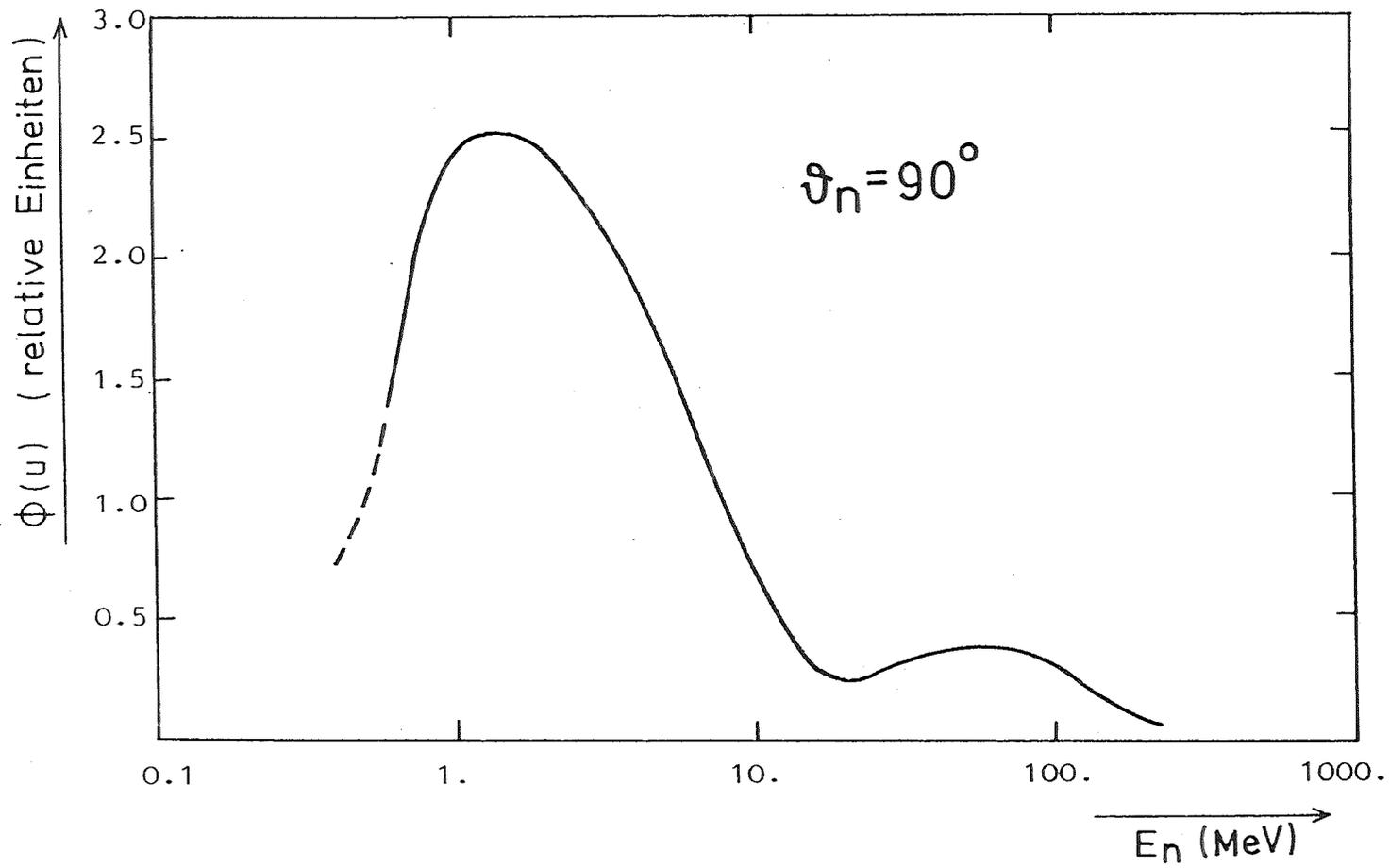
Figur 15 - Impulshöhenspektrum (ADC1) für geladene Teilchen zu einem Flugzeitintervall (Meßwinkel 90°, Targettiefe 2.5 cm). Der Protonenpeak entspricht Protonen, die mit einer Energie von 37.9 MeV vom Urantarget emittiert wurden, die sichtbaren Deuteronen entsprechen einer Emissionsenergie von 75.7 MeV.



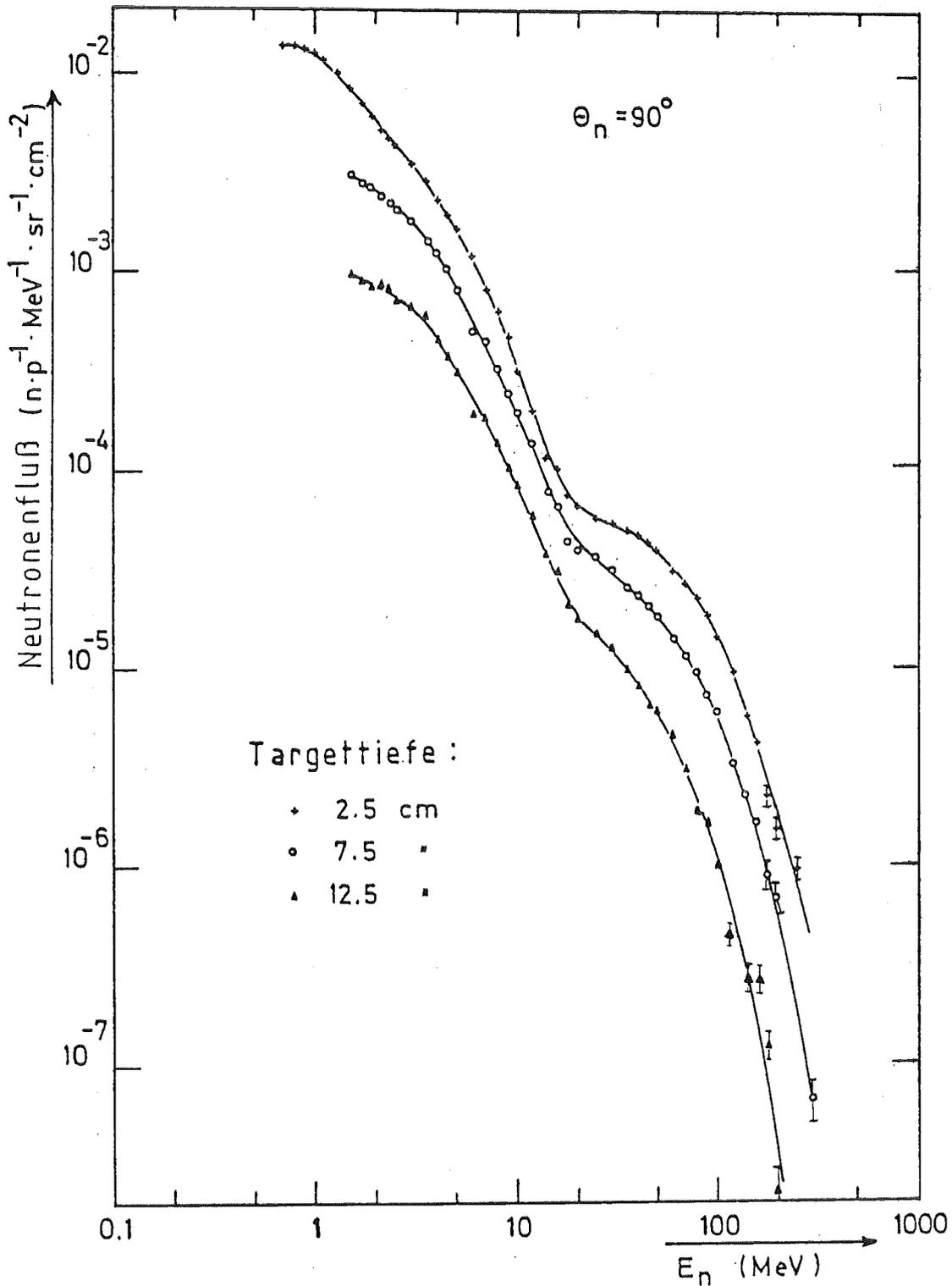
Figur 14 - Berechnete Beziehung zwischen Energieabgabe verschiedener geladener Teilchen im verwendeten Flüssigkeitsszintillator und der Flugzeit. Die Flugzeiten beziehen sich auf einen Flugweg von 120.1 cm.



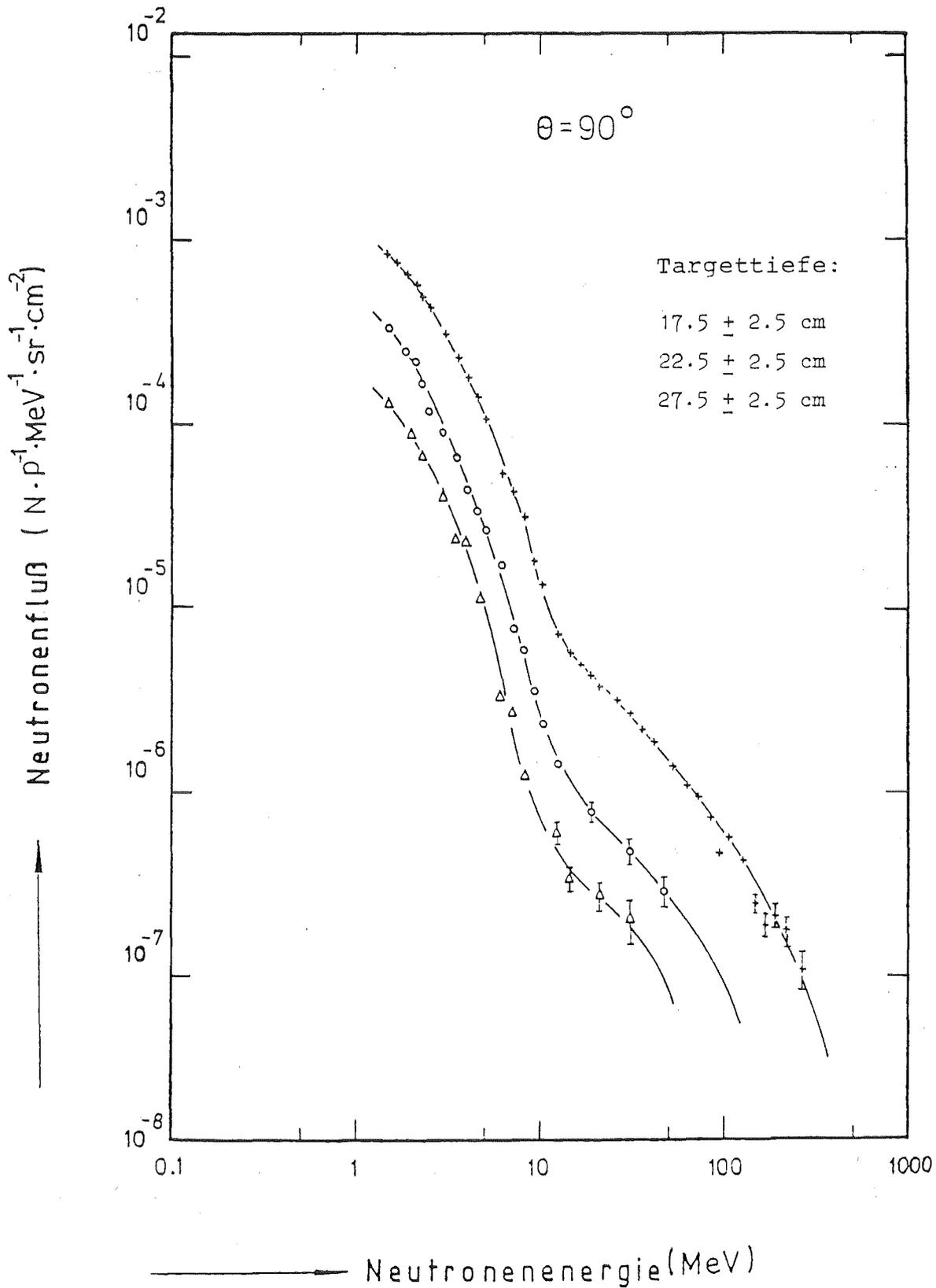
Figur 16a + 16b - Impulshöhenspektren (ADC1) für geladene Teilchen zu einem Flugzeitintervall (Meßwinkel  $30^\circ$ , Targettiefe 2.5 cm). Der Peak in Figur 16a entspricht Protonen, die mit einer Energie von 63.9 MeV das Target verlassen, der Peak in Figur 16b wurde von Protonen, die mit der Energie von 155.1 MeV emittiert werden, erzeugt.



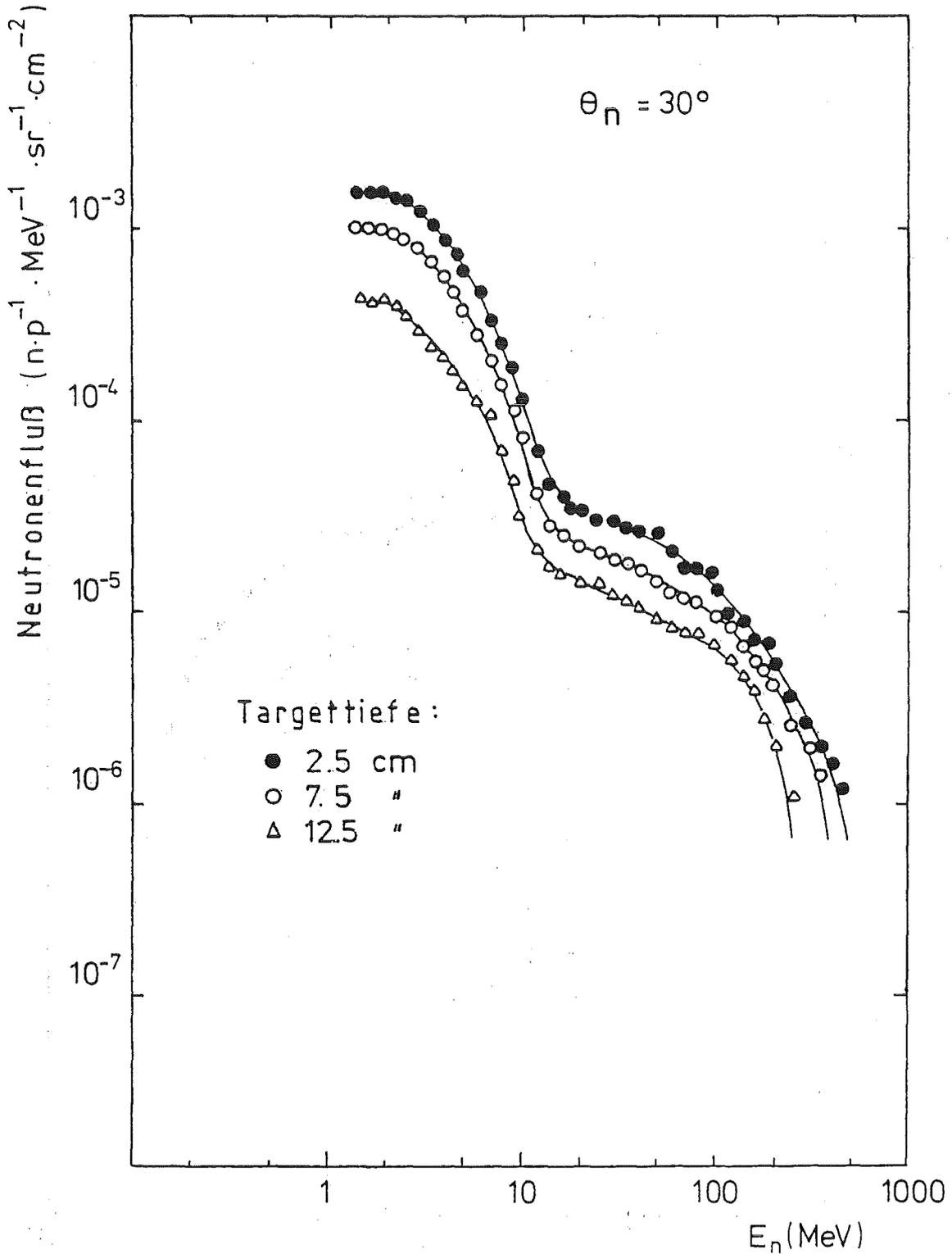
Figur 17 - Lethargiedarstellung der Neutronenausbeuten bei einem Emissionswinkel von  $90^\circ$ .



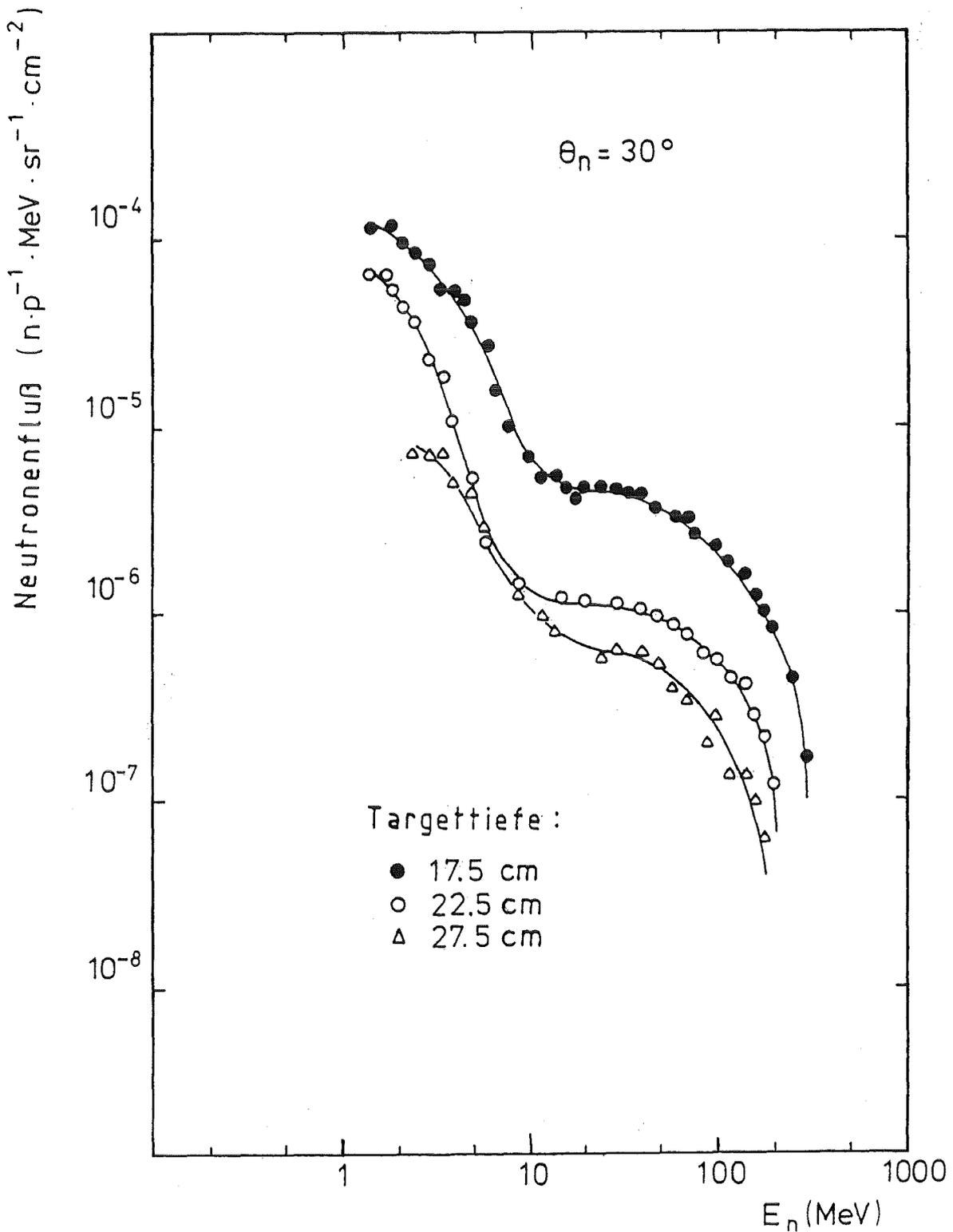
Figur 18 - Differentielle Spektren von Neutronen, die unter einem Winkel von  $90^\circ$  aus einem Urantarget ( $10 \times 10 \times 40$  cm) emittiert wurden, gemessen bei Eindringtiefen des Protonenstrahls (590 MeV) in das Target von 2.5 cm, 7.5 cm und 12.5 cm.



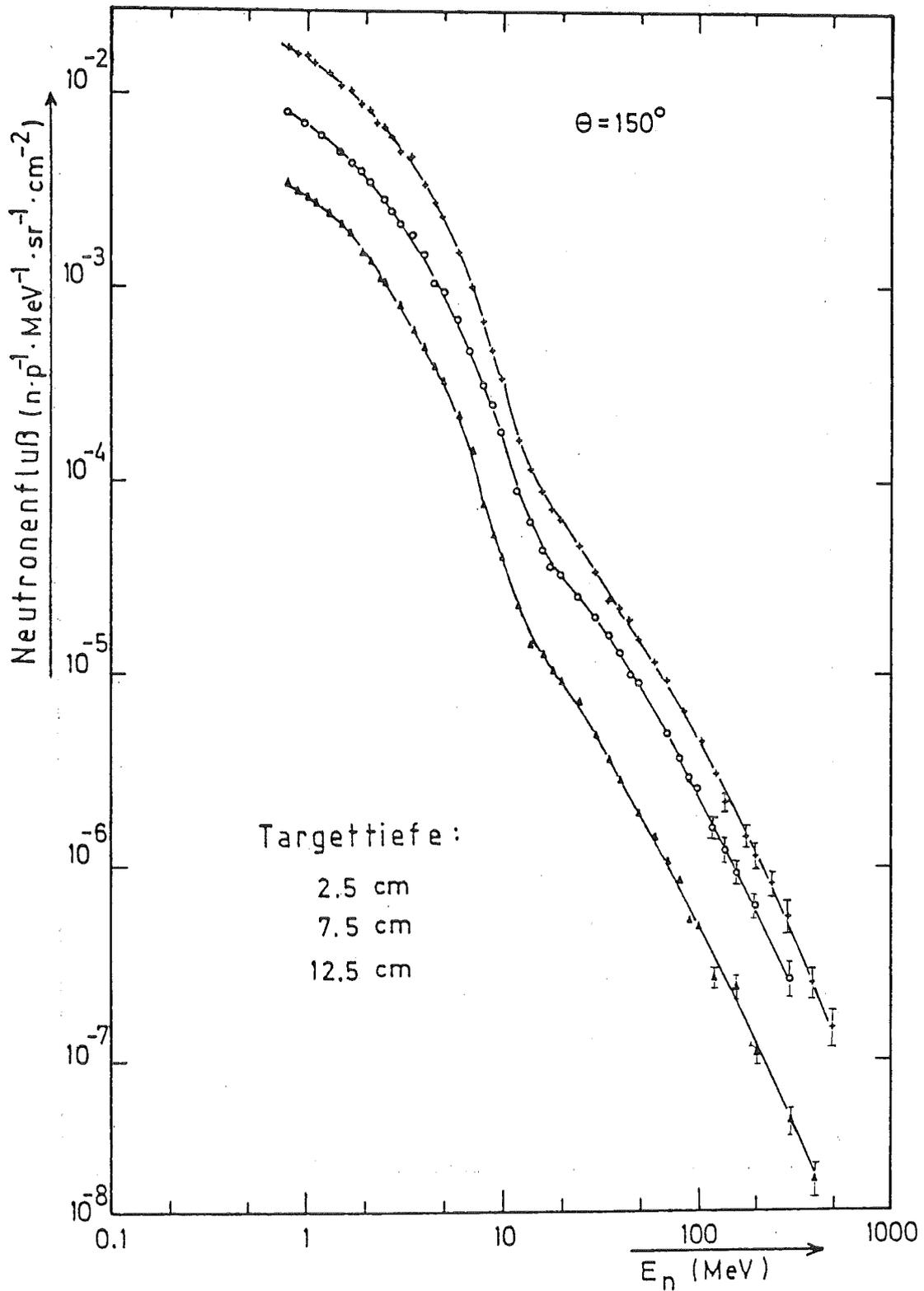
Figur 19 - Differentielle Spektren von Neutronen, die unter einem Winkel von  $90^\circ$  aus einem Urantarget (10x10x40 cm) emittiert wurden, gemessen bei Eindringtiefen des Protonenstrahls (590 MeV) in das Target von 17.5 cm, 22.5 cm und 27.5 cm.



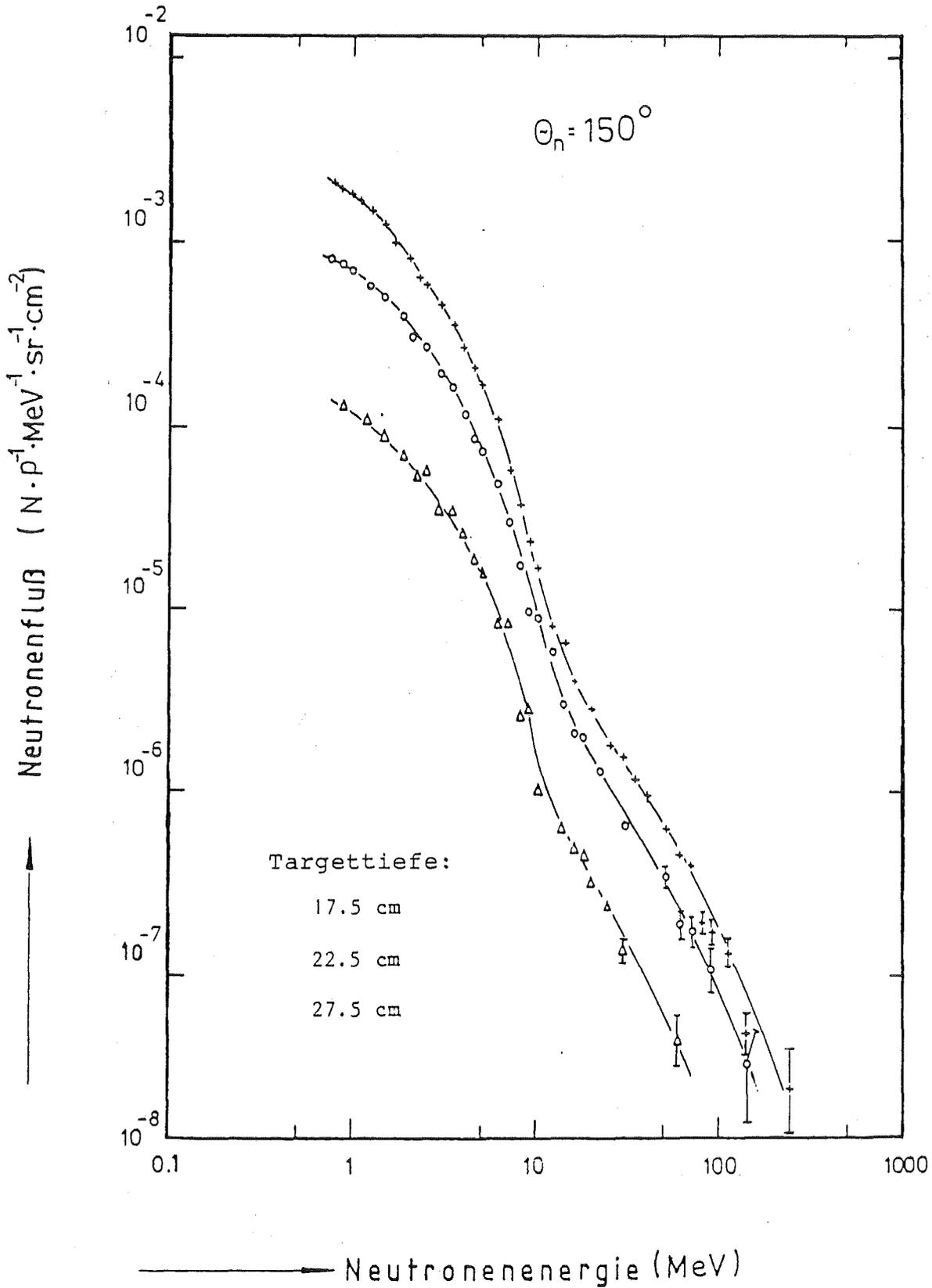
Figur 20 - Differentielle Spektren von Neutronen, die unter einem Winkel von  $30^\circ$  aus einem Urantarget (10x10x40 cm) emittiert wurden, gemessen bei Eindringtiefen des Protonenstrahls (590 MeV) in das Target von 2.5 cm, 7.5 cm und 12.5 cm.



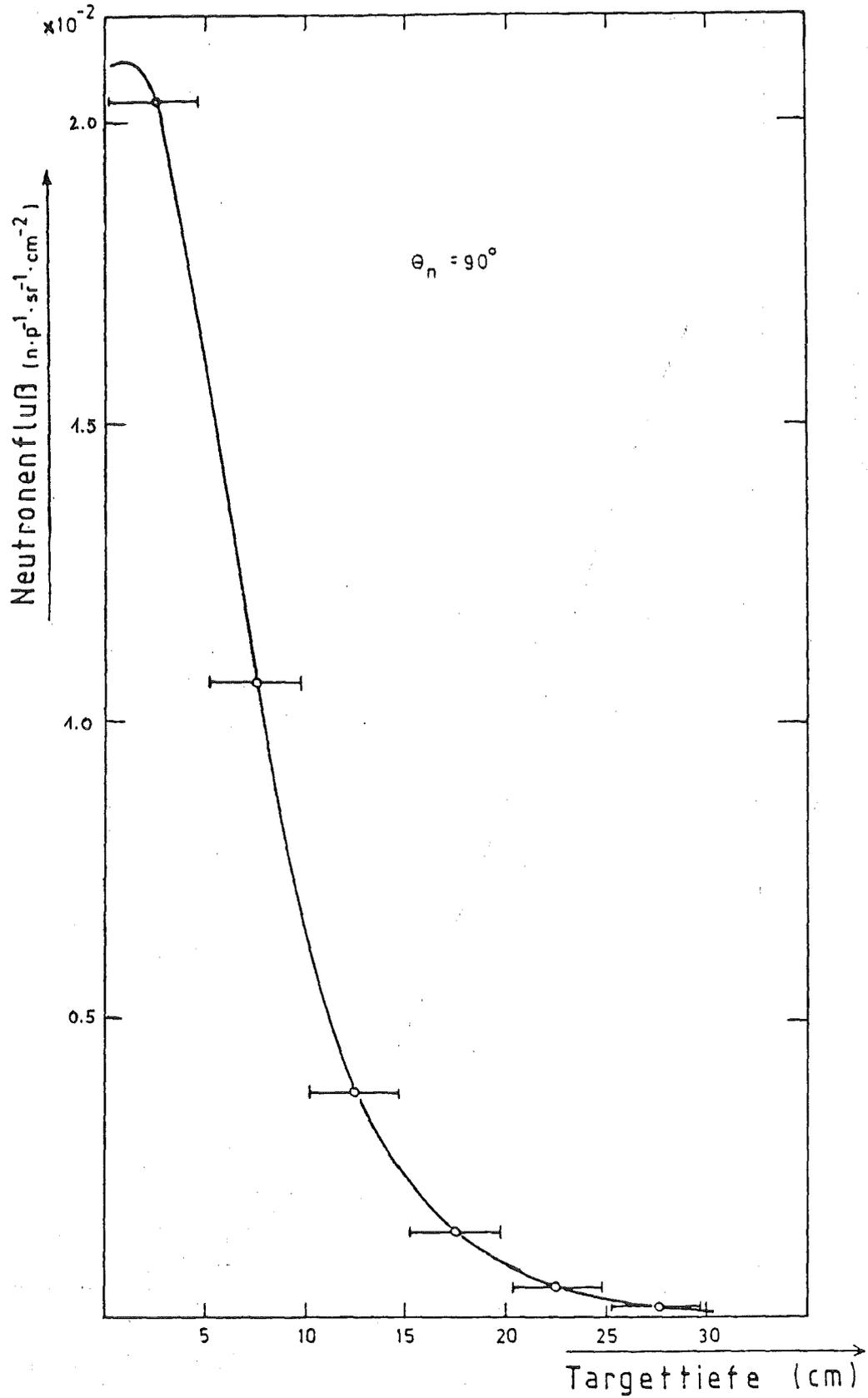
Figur 21 - Differentielle Spektren von Neutronen, die unter einem Winkel von  $30^\circ$  aus einem Urantarget ( $10 \times 10 \times 40$  cm) emittiert wurden, gemessen bei Eindringtiefen des Protonenstrahls (590 MeV) in das Target von 17.5 cm, 22.5 cm und 27.5 cm.



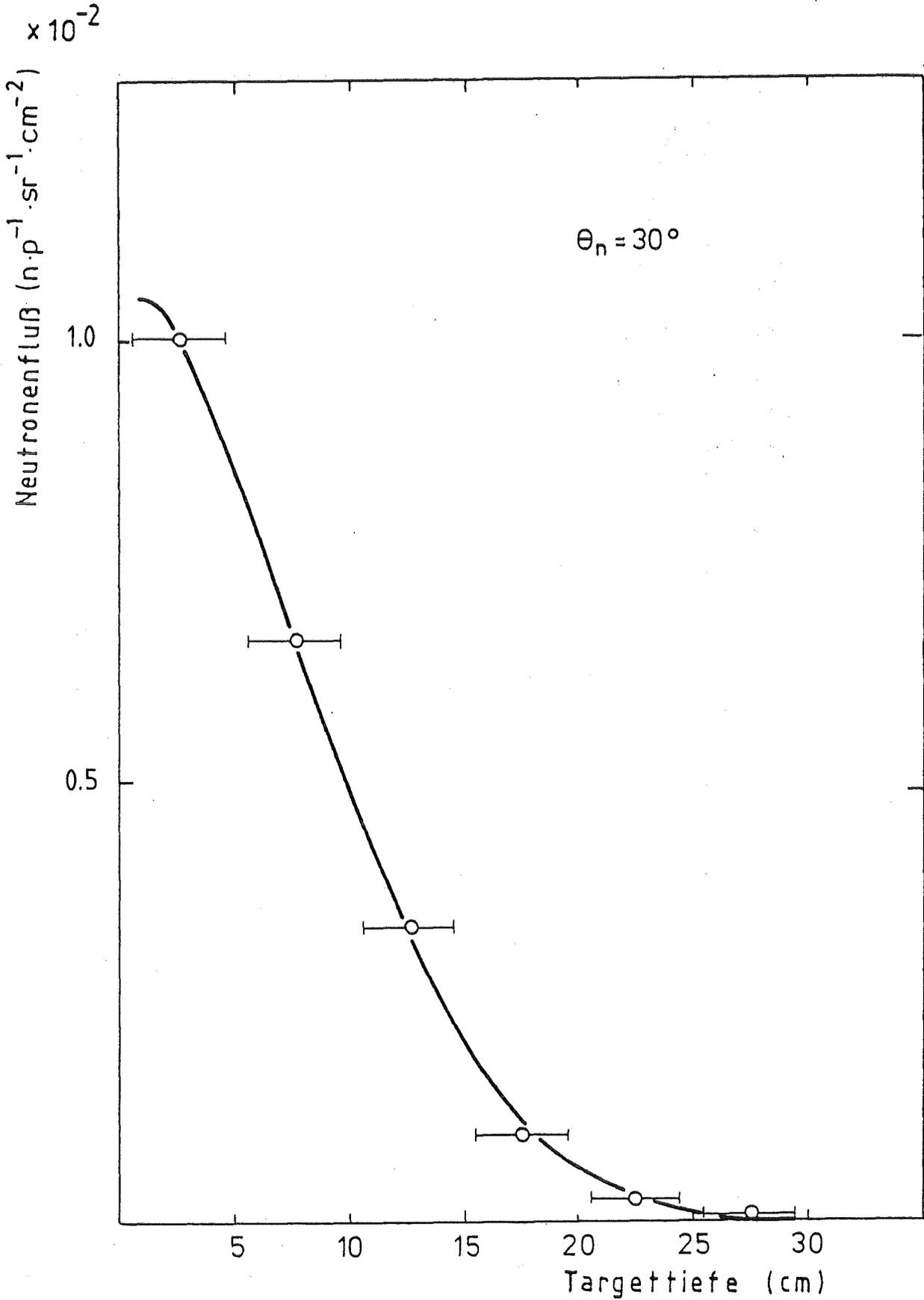
Figur 22 - Differentielle Spektren von Neutronen, die unter einem Winkel von  $150^\circ$  aus einem Urantarget ( $10 \times 10 \times 40$  cm) emittiert wurden, gemessen bei Eindringtiefen des Protonenstrahls (590 MeV) in das Target von 2.5 cm, 7.5 cm und 12.5 cm.



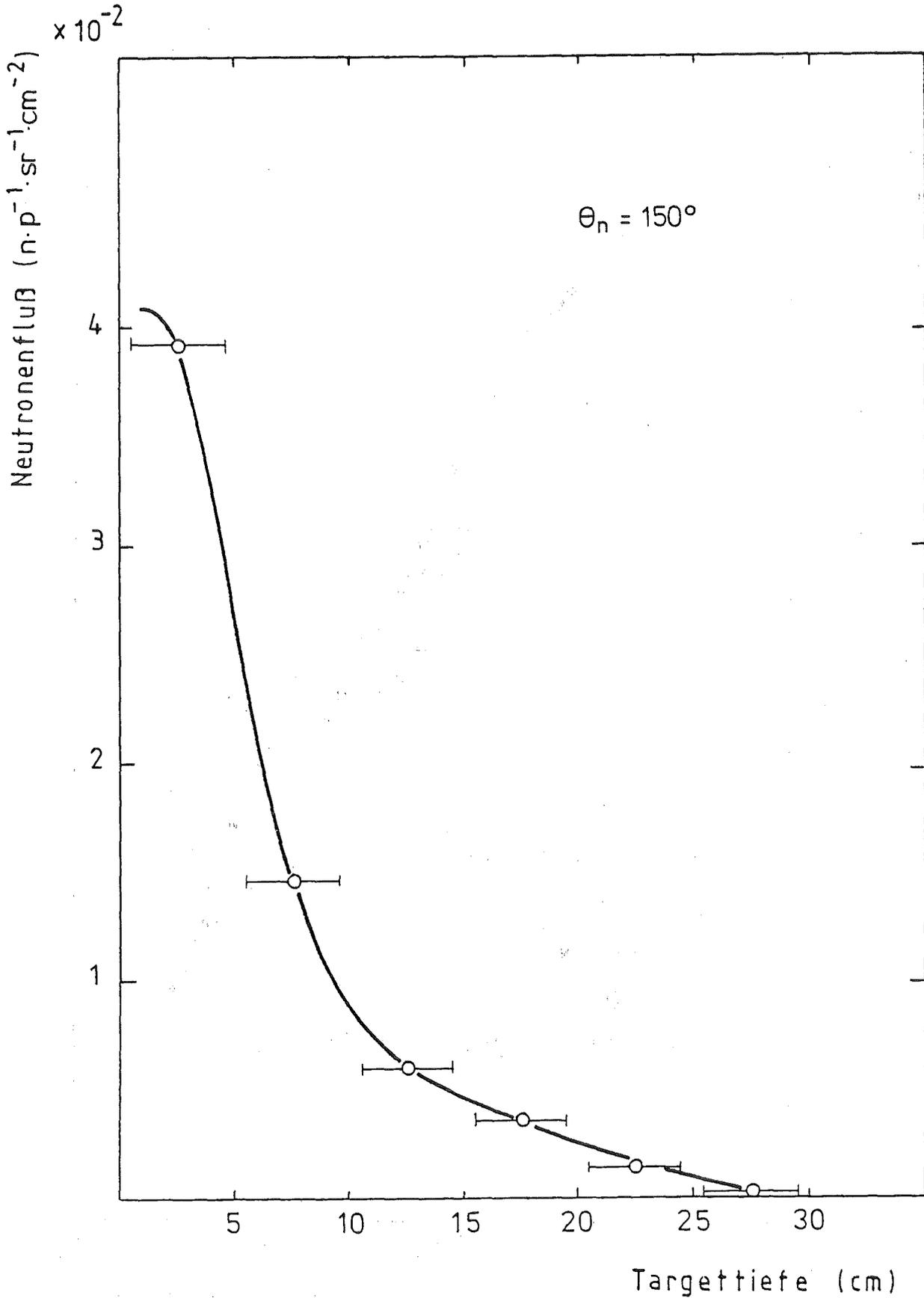
Figur 23 - Differentielle Spektren von Neutronen, die unter einem Winkel von  $150^\circ$  aus einem Urantarget (10x10x40 cm) emittiert wurden, gemessen bei Eindringtiefen des Protonenstrahls (590 MeV) in das Target von 17.5 cm, 22.5 cm und 27.5 cm.



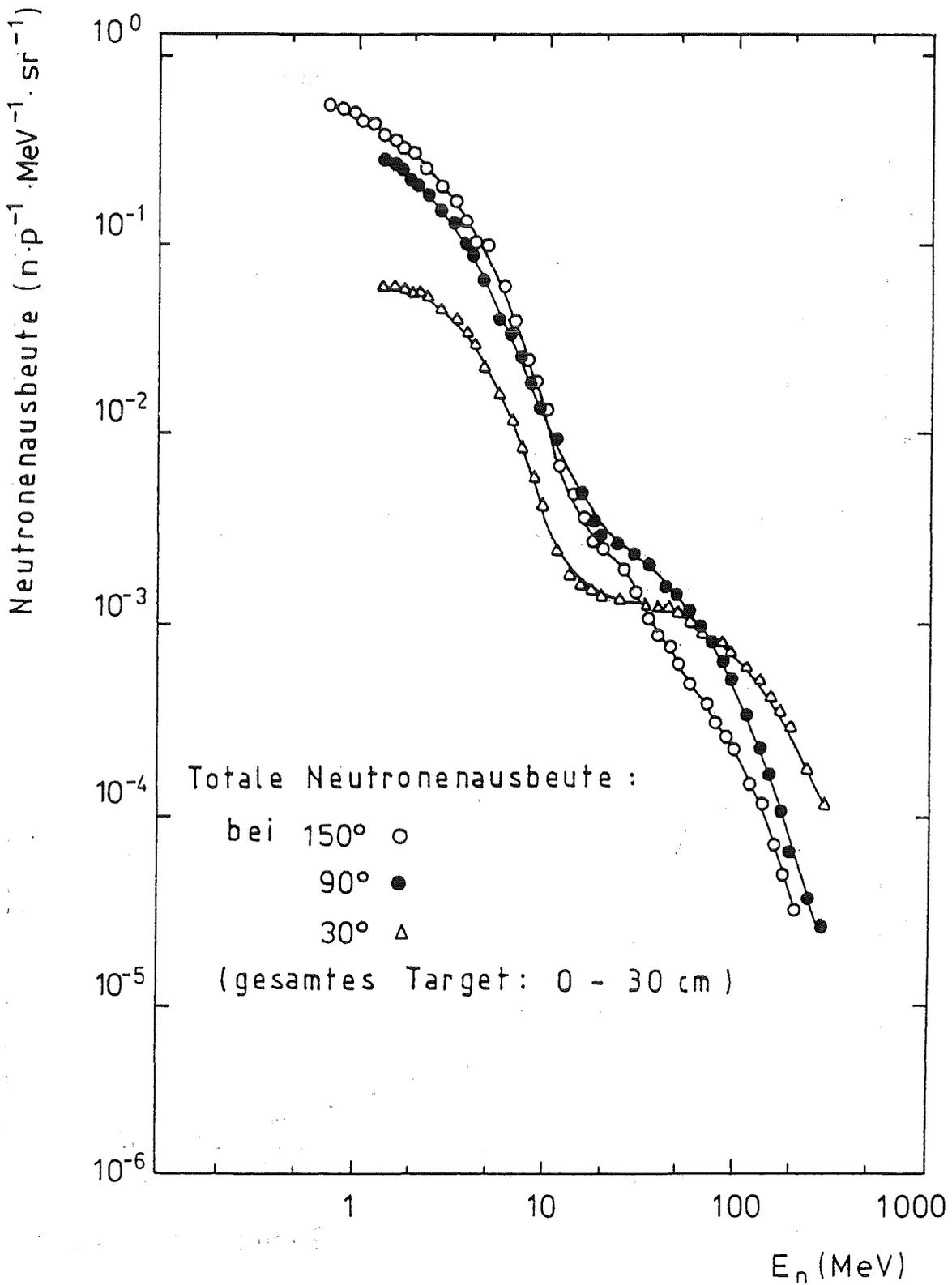
Figur 24 - Totaler Neutronenfluß bei einem Emissionswinkel von  $90^\circ$  ( $E_p > 1.5$  MeV) als Funktion der Eindringtiefe des Protonenstrahls (590 MeV) in das Uran-target.



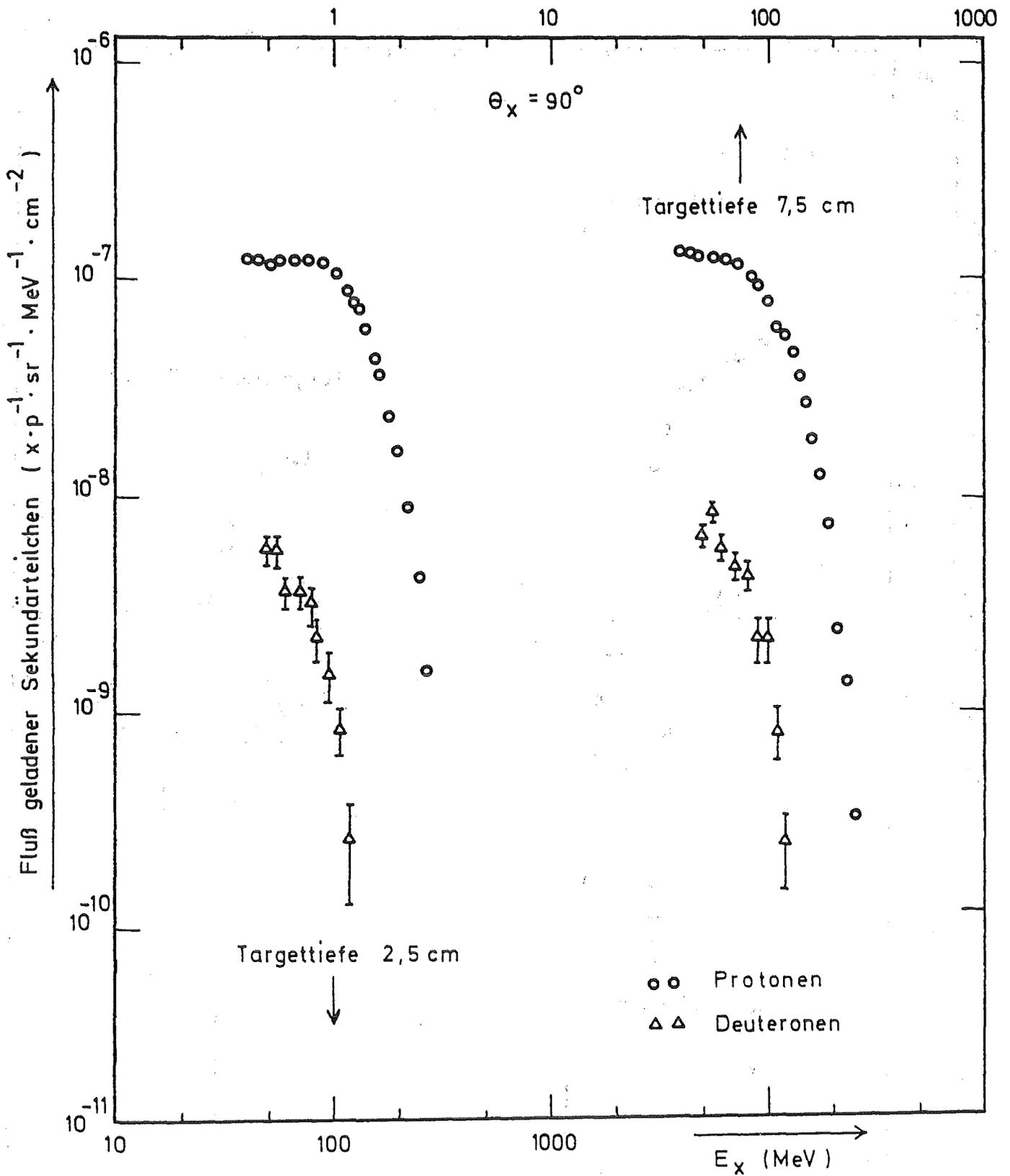
Figur 25. - Totaler Neutronenfluß bei einem Emissionswinkel von  $30^\circ$  ( $E_n > 1.5$  MeV) als Funktion der Eindringtiefe des  $^n$ Protonenstrahls (590 MeV) in das Uran-target.



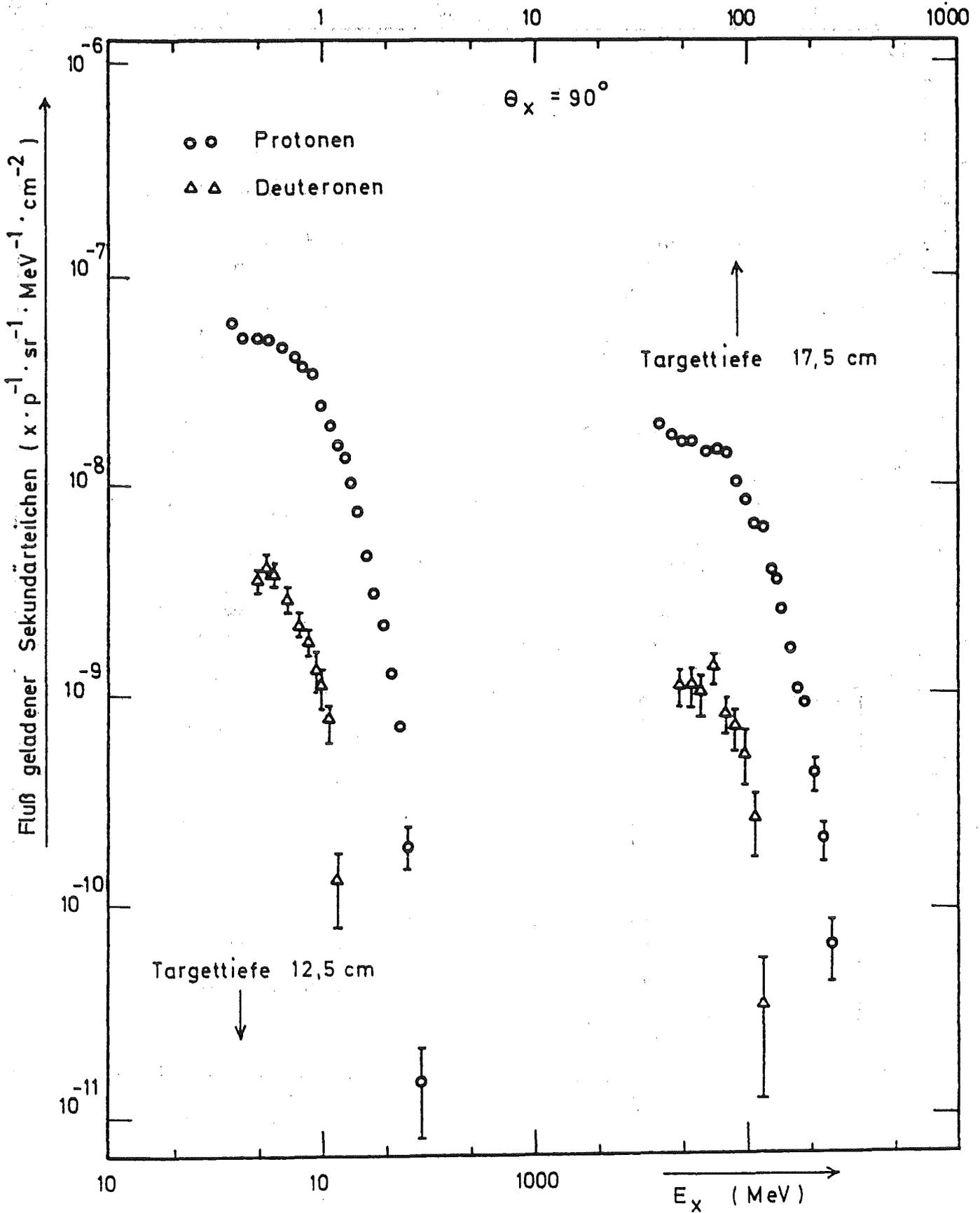
Figur 26 - Totaler Neutronenfluß bei einem Emissionswinkel von  $150^\circ$  ( $E_n > 1.1$  MeV) als Funktion der Eindringtiefe des Protonenstrahls (590 MeV) in das Uran-target.



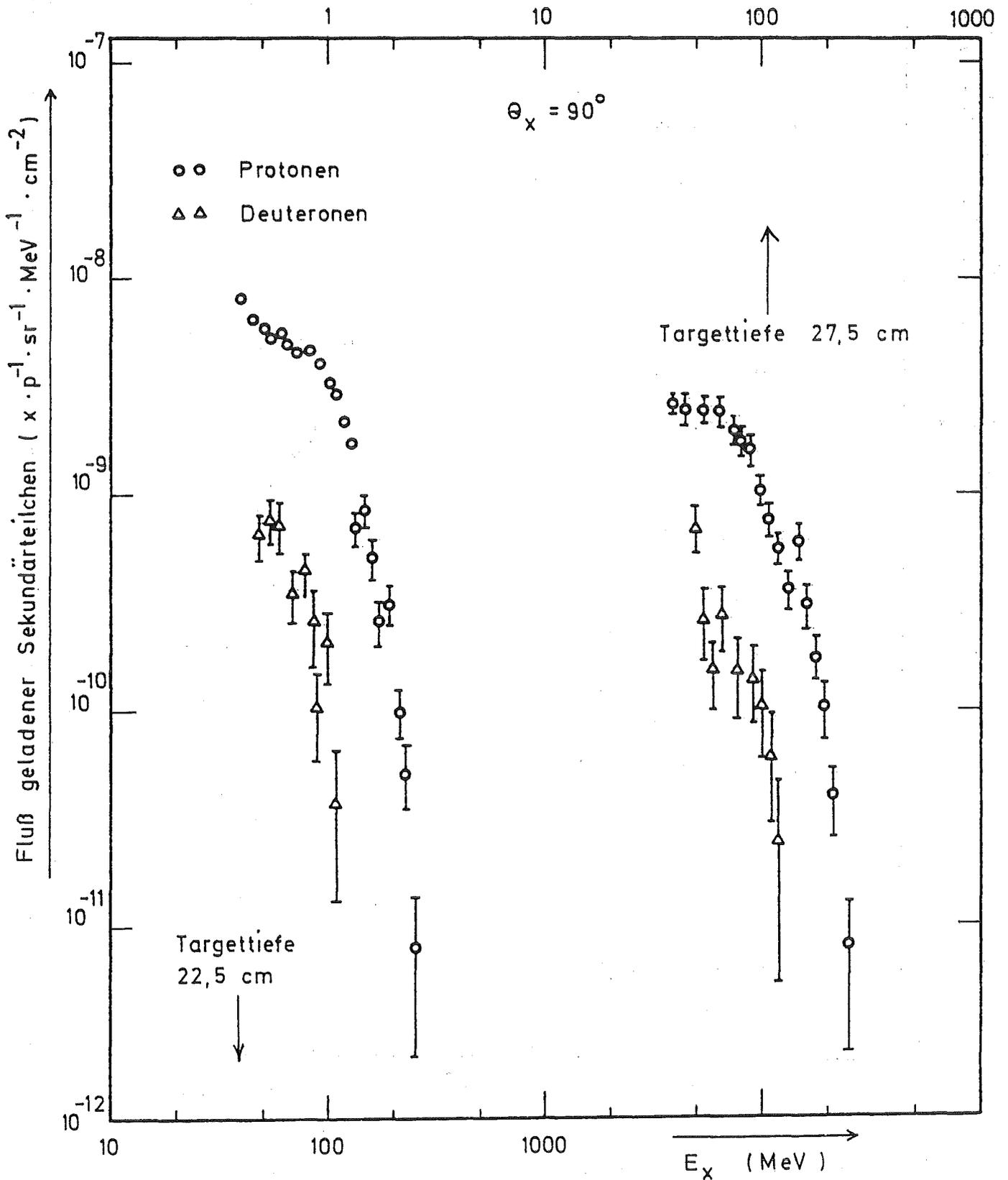
Figur 27 - Spektren der über die ersten 30 cm des Urantargets integrierten Neutronenausbeuten bei 30°, 90° und 150°. Die angegebenen Werte entsprechen nur dem Anteil an Neutronen, der von einem 4 cm hohen zentralen Gebiet der Targetoberfläche emittiert wird.



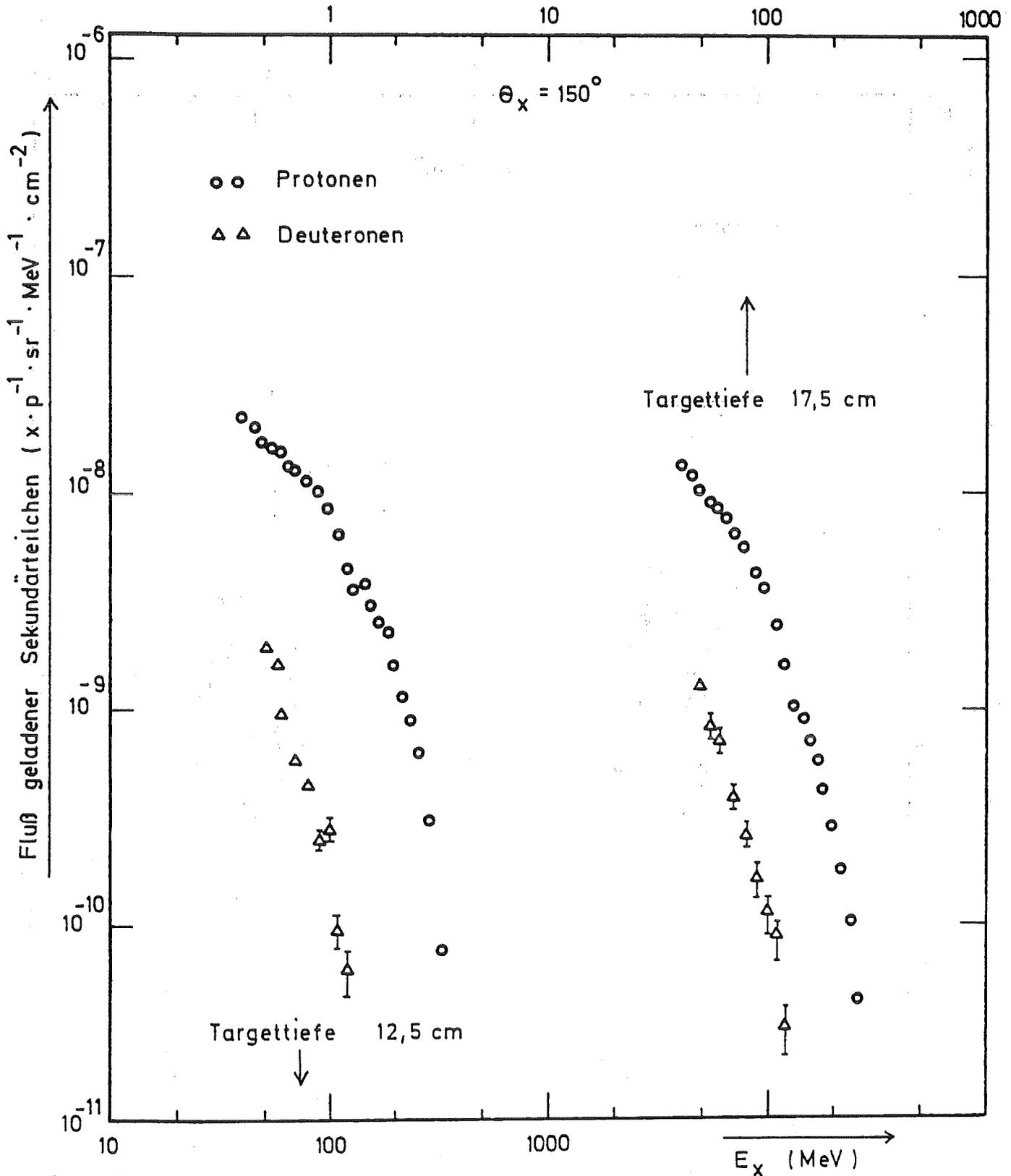
Figur 28 - Differentielle Spektren von sekundären Protonen und Deuteronen, die unter einem Winkel von  $90^\circ$  aus einem Urantarget (10x10x40 cm) emittiert wurden, gemessen bei Eindringtiefen des Protonenstrahls (590 MeV) in das Target von 2.5 cm und 7.5 cm.



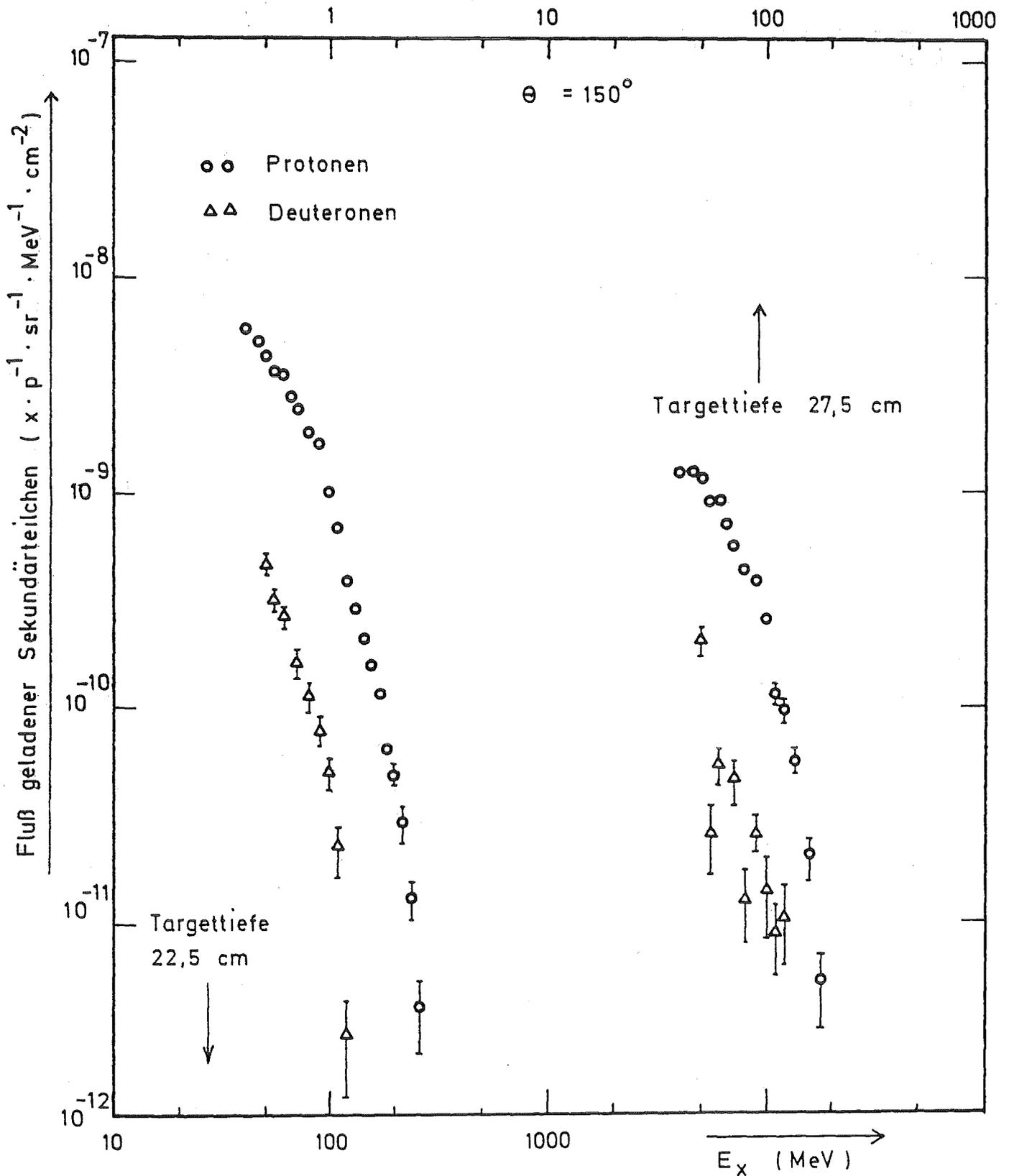
Figur 29 - Differentielle Spektren von sekundären Protonen und Deuteronen, die unter einem Winkel von 90° aus einem Urantarget (10x10x40 cm) emittiert wurden, gemessen bei Eindringtiefen des Protonenstrahls (590 MeV) in das Target von 12,5 cm und 17,5 cm.



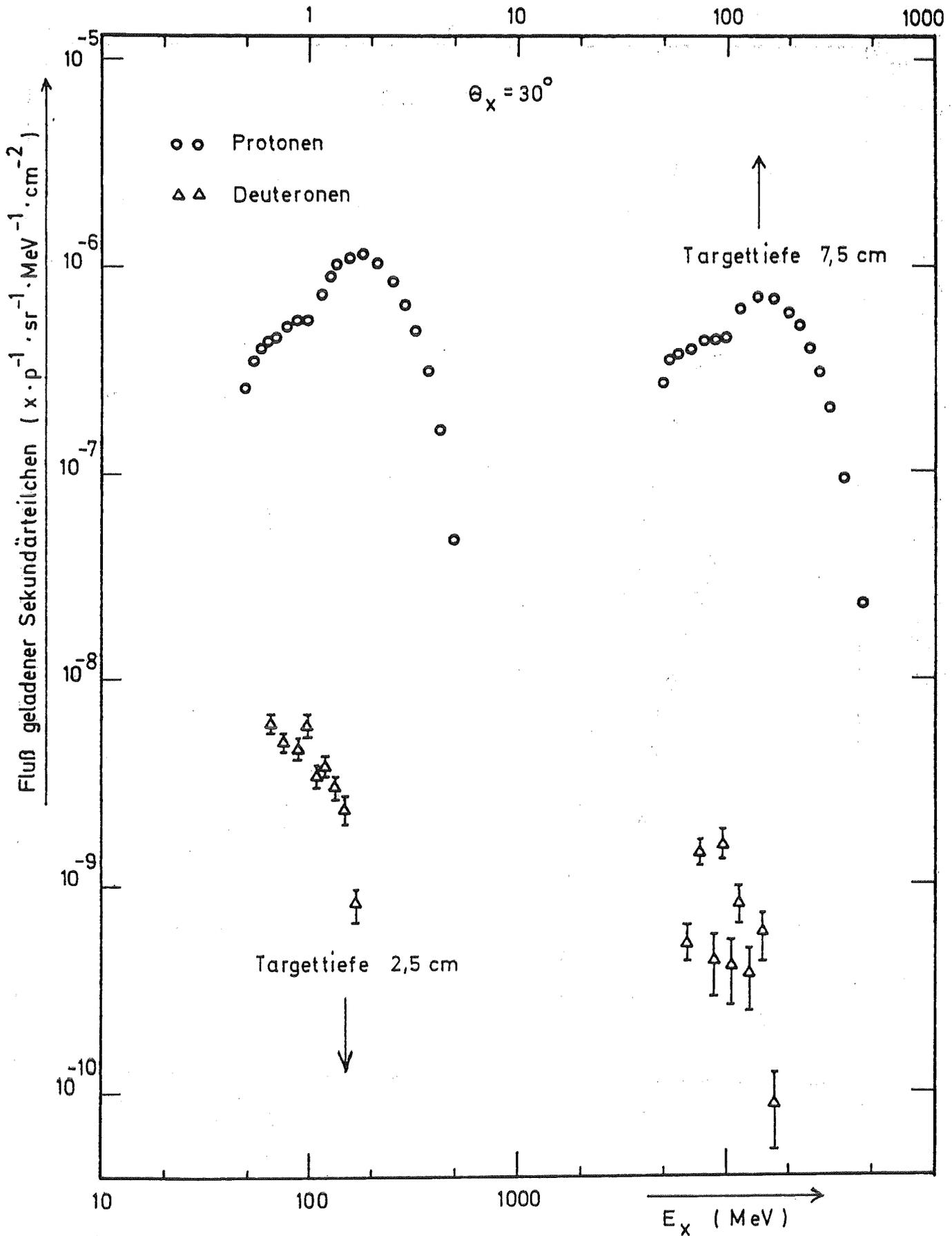
Figur 30 - Differentielle Spektren von sekundären Protonen und Deuteronen, die unter einem Winkel von  $90^\circ$  aus einem Urantarget (10x10x40 cm) emittiert wurden, gemessen bei Eindringtiefen des Protonenstrahls (590 MeV) in das Target von 22.5 cm und 27.5 cm.



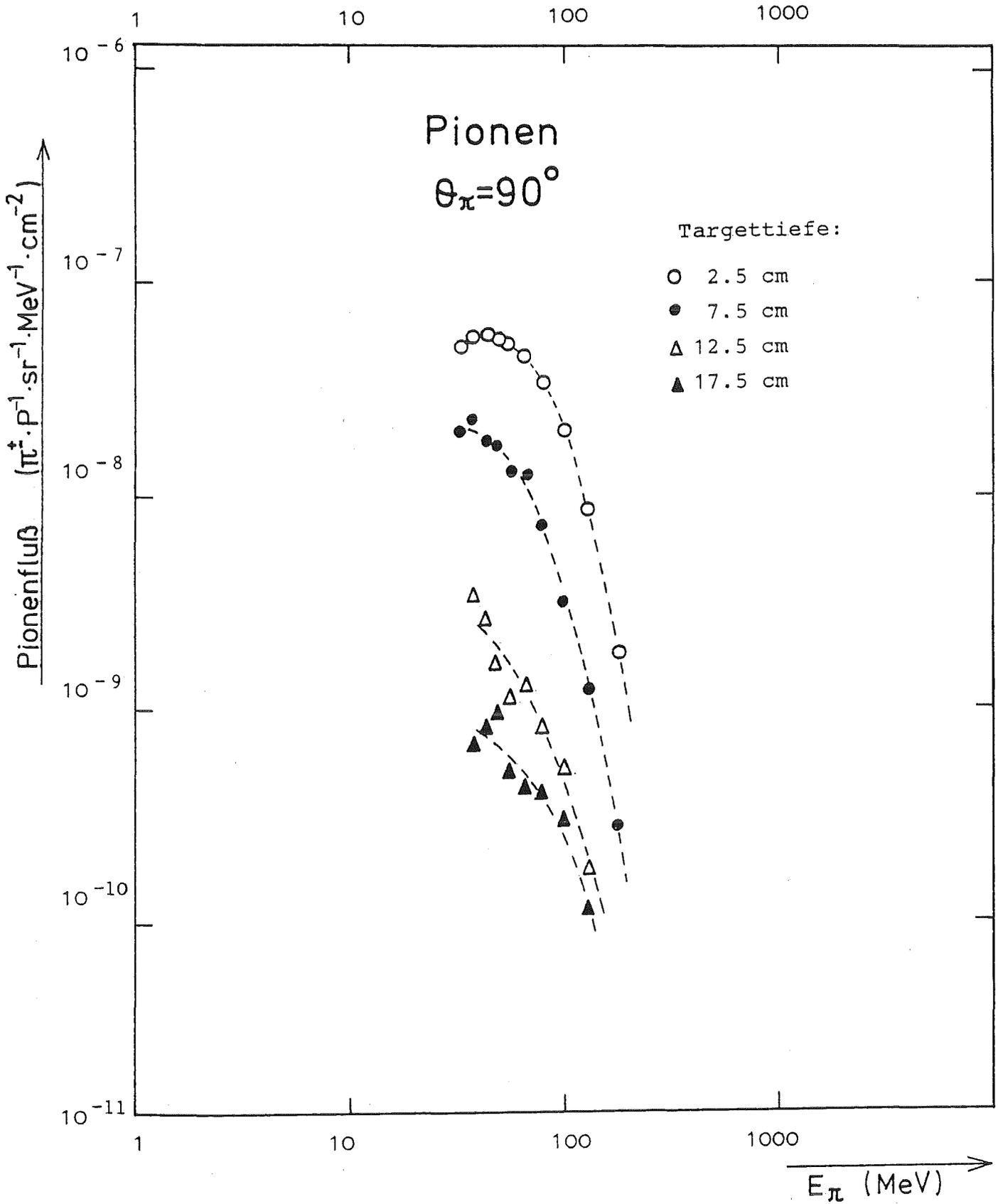
Figur 31 - Differentielle Spektren von sekundären Protonen und Deuteronen, die unter einem Winkel von  $150^\circ$  aus einem Urantarget (10x10x40 cm) emittiert wurden, gemessen bei Eindringtiefen des Protonenstrahls (590 MeV) in das Target von 12.5 cm und 17.5 cm.



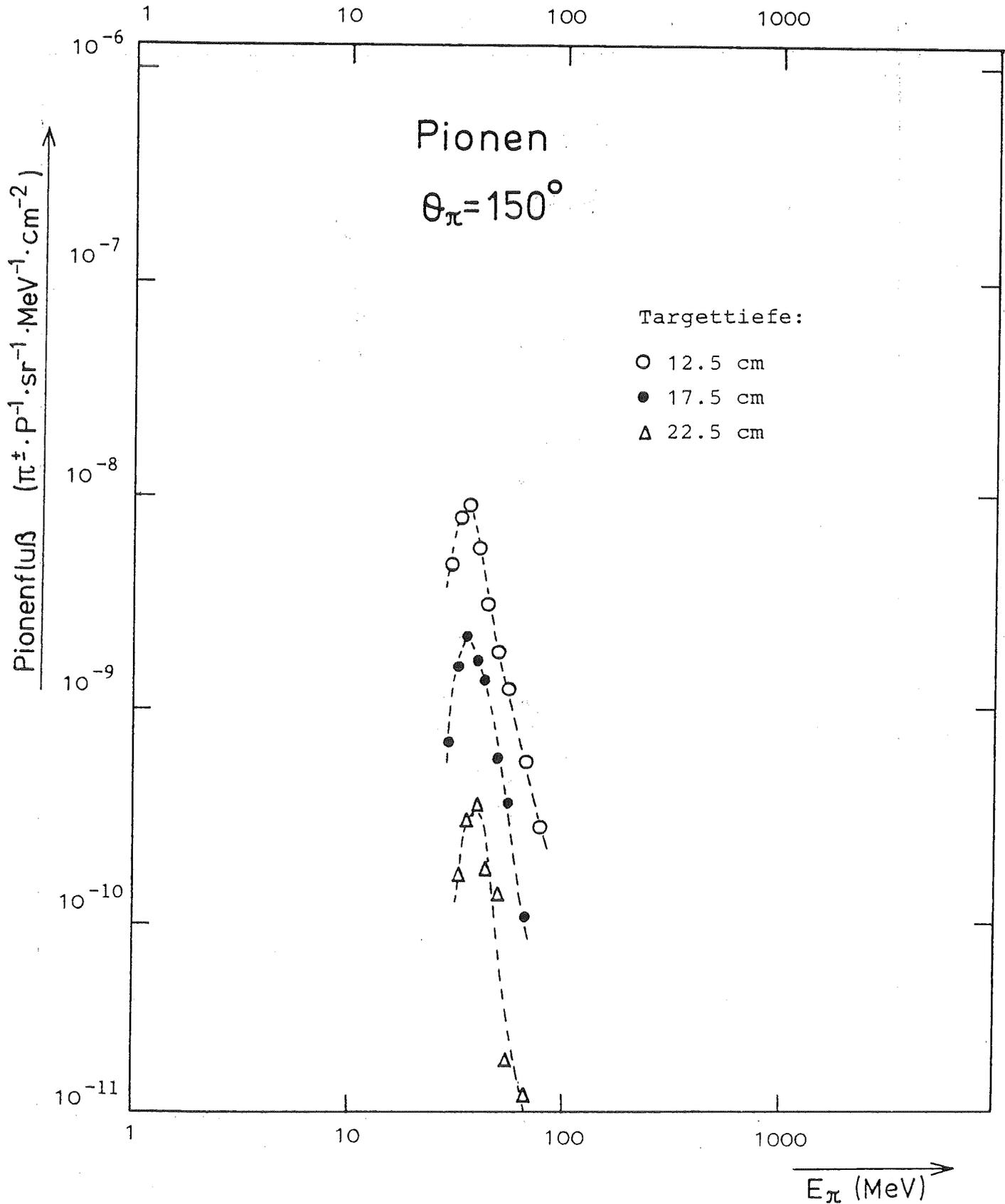
Figur 32 - Differentielle Spektren von sekundären Protonen und Deuteronen, die unter einem Winkel von  $150^\circ$  aus einem Urantarget (10x10x40 cm) emittiert wurden, gemessen bei Eindringtiefen des Protonenstrahls (590 MeV) in das Target von 22.5 cm und 27.5 cm.



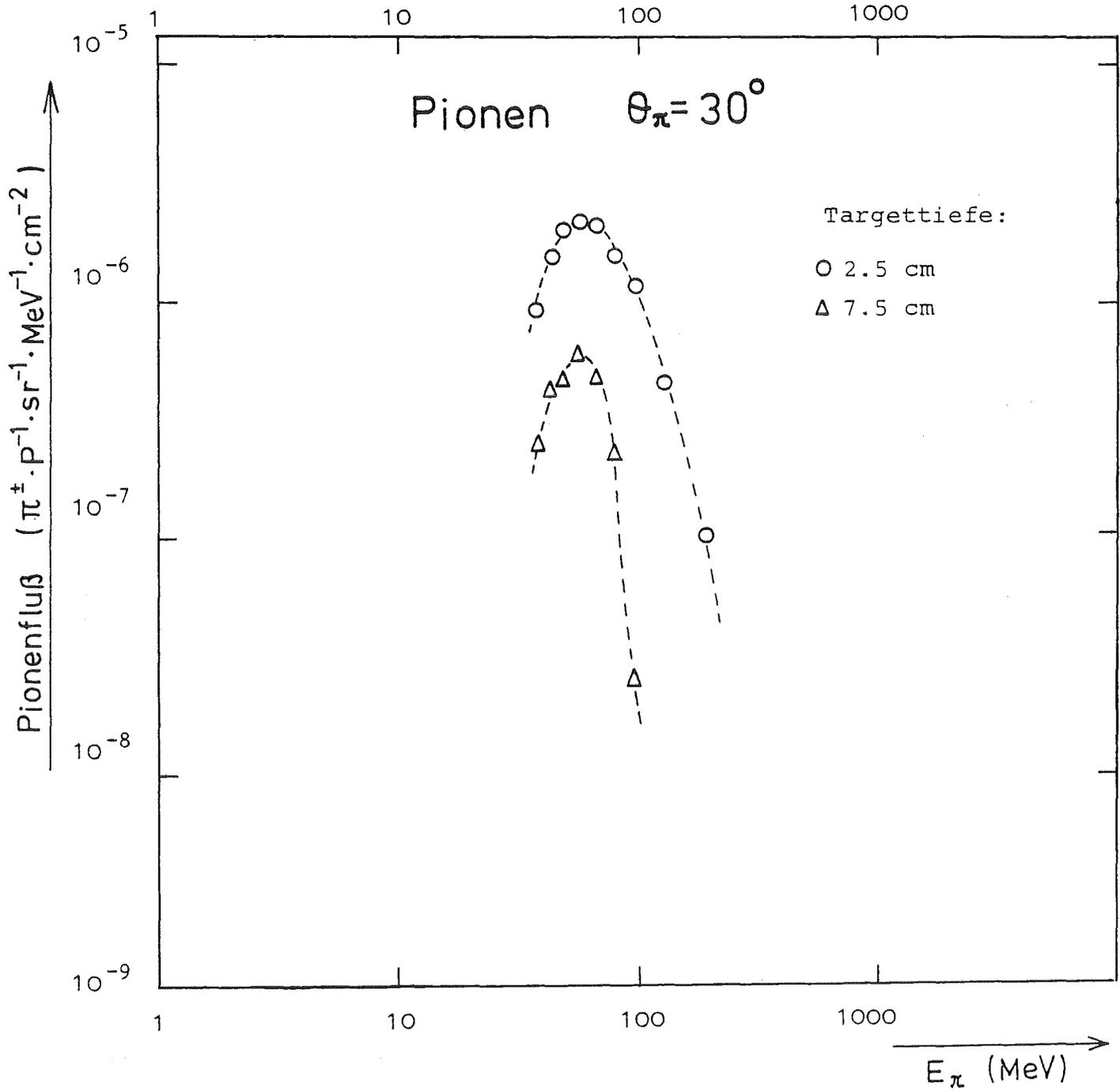
Figur 33 - Differentielle Spektren von sekundären Protonen und Deuteronen, die unter einem Winkel von  $30^\circ$  aus einem Urantarget ( $10 \times 10 \times 40$  cm) emittiert wurden, gemessen bei Eindringtiefen des Protonenstrahls (590 MeV) in das Target von 2.5 cm und 7.5 cm.



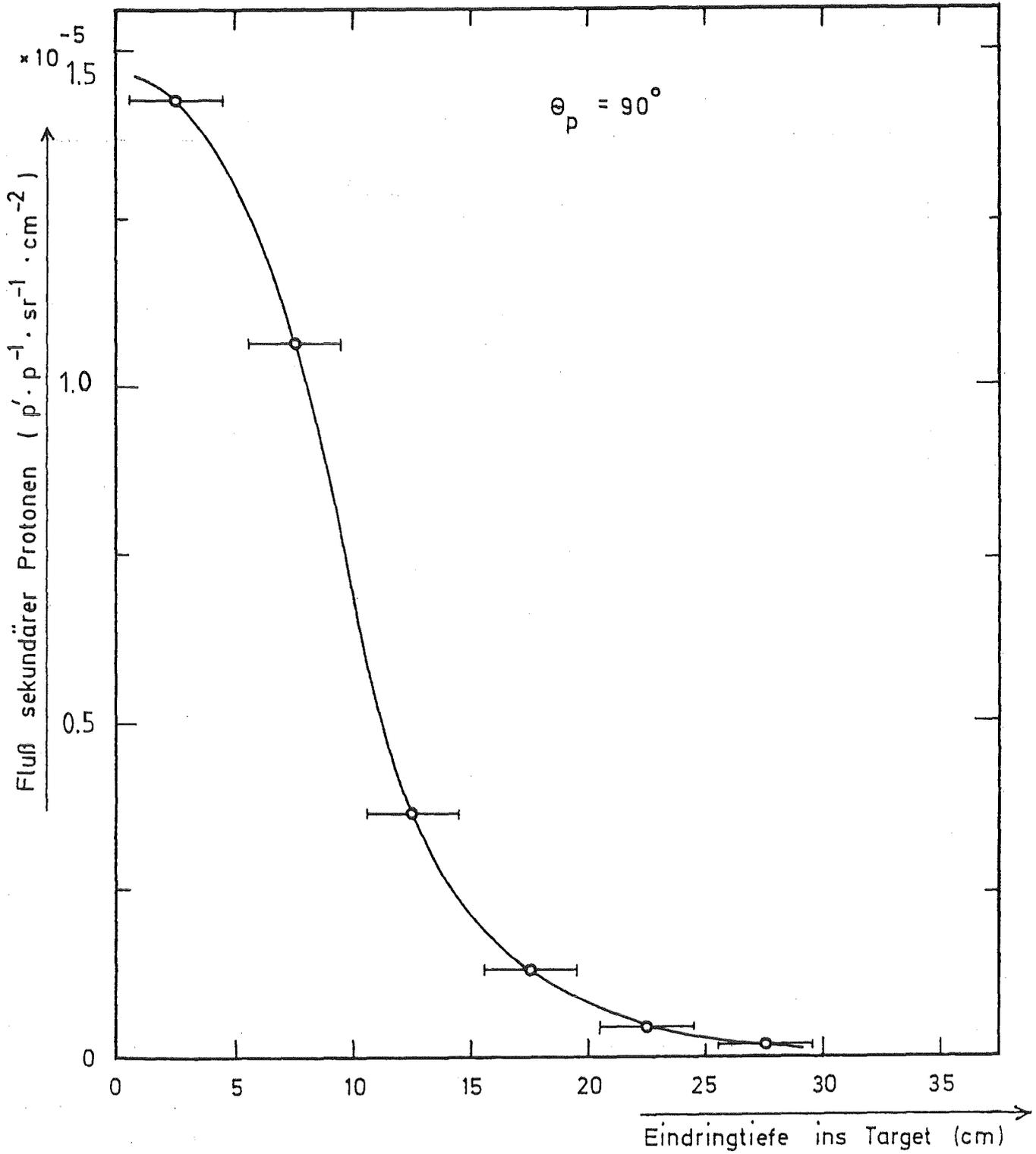
Figur 34 - Differentielle Spektren von Pionen, die unter einem Winkel von  $90^\circ$  aus einem Urantarget ( $10 \times 10 \times 40$  cm) emittiert wurden, gemessen bei Eindringtiefen des Protonenstrahls (590 MeV) in das Target von 2.5 cm, 7.5 cm, 12.5 cm und 17.5 cm.



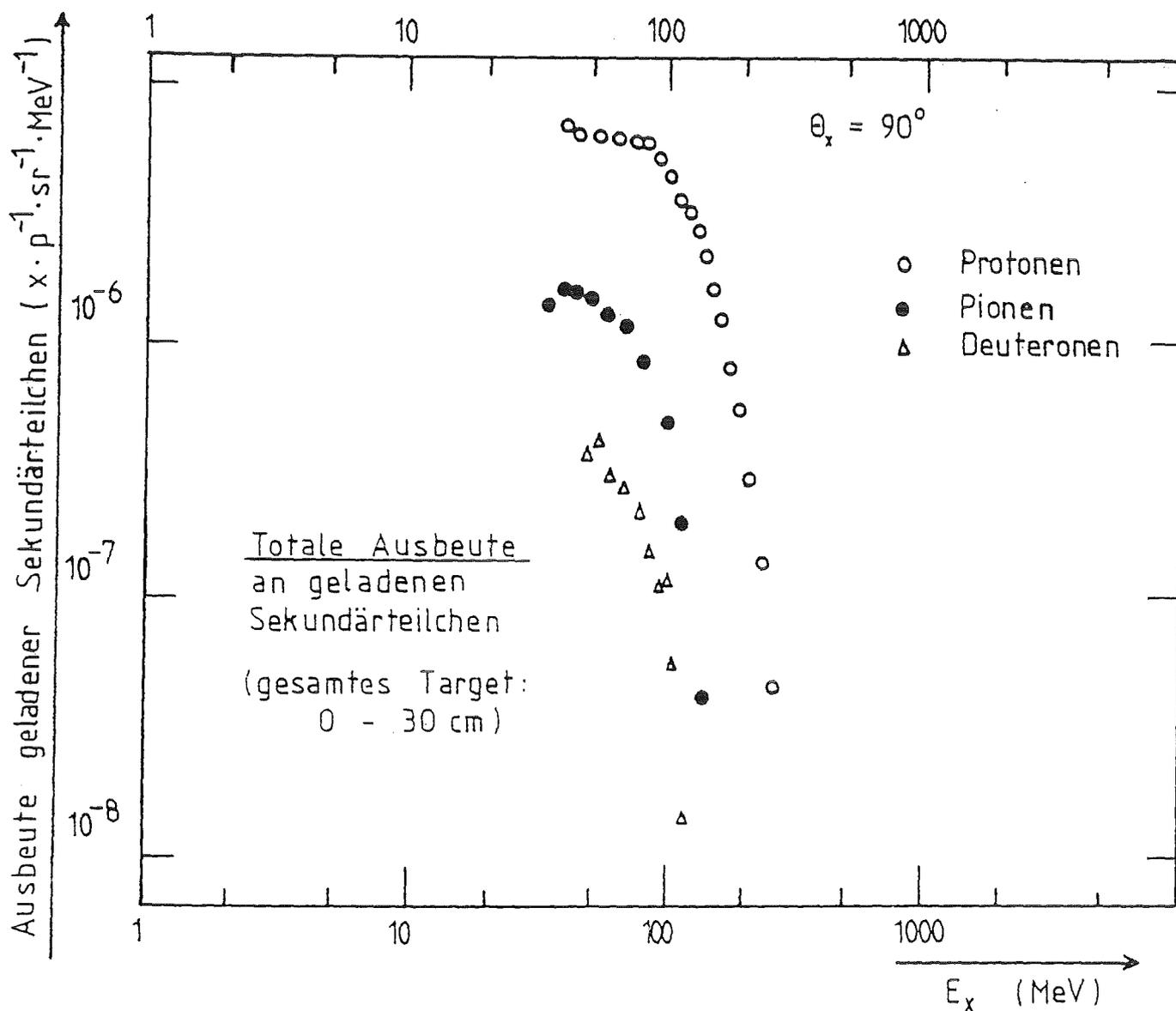
Figur 35 - Differentielle Spektren von Pionen, die unter einem Winkel von  $150^{\circ}$  aus einem Urantarget ( $10 \times 10 \times 40$  cm) emittiert wurden, gemessen bei Eindringtiefen des Protonenstrahls (590 MeV) in das Target von 12,5 cm, 17,5 cm und 22,5 cm.



Figur 36 - Differentielle Spektren von Pionen, die unter einem Winkel von  $30^{\circ}$  aus einem Urantarget ( $10 \times 10 \times 40$  cm) emittiert wurden, gemessen bei Eindringtiefen des Protonenstrahls (590 MeV) in das Target von 2.5 und 7.5 cm.



Figur 37 - Totaler Fluß sekundärer Protonen bei  $90^\circ$  ( $E_p > 38 \text{ MeV}$ ) als Funktion der Eindringtiefe des Protonenstrahls in das Urantarget.



Figur 38 - Spektren der über die ersten 30 cm des Uran-targets integrierten Ausbeuten an sekundären Protonen, Pionen und Deuteronen bei  $90^\circ$ . Die angegebenen Werte entsprechen nur dem Anteil an Protonen, Pionen und Deuteronen, der von einem 4 cm hohen zentralen Gebiet der Targetoberfläche emittiert wird.